

**Propriétés de transport d'un dispositif composé  
de deux fils quantiques parallèles**

par

Monia Buteau

mémoire présenté au Département de physique en vue  
de l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES  
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, mai 1996



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services Branch

395 Wellington Street  
Ottawa, Ontario  
K1A 0N4

Bibliothèque nationale  
du Canada

Direction des acquisitions et  
des services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa (Ontario)  
K1A 0N4

*Your file    Votre référence*

*Our file    Notre référence*

**The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.**

**L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.**

**The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.**

**L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.**

ISBN 0-612-15402-5

**Canada**

# Sommaire

Les objectifs visés dans ce travail sont de vérifier les limites de notre système de lithographie par faisceau d'électrons et de confirmer des résultats obtenus par d'autres équipes. Nous avons fabriqué et caractérisé un dispositif composé de deux fils quantiques parallèles très près l'un de l'autre. Le défi technique consiste à fabriquer la grille servant à confiner les porteurs par effet de champ, la plus étroite possible pour pouvoir observer une interaction entre les deux fils.

Nous avons d'abord procédé à l'optimisation des paramètres de fabrication. La largeur minimale de ligne qu'on a obtenu de façon reproductible est de 50 nm. Ensuite, nous avons fabriqué les dispositifs à partir d'une hétérostructure d'AlGaAs/GaAs dont le gaz d'électrons bidimensionnel (2D) se trouve à 82 nm de la surface. Toutes les étapes conduisant à un dispositif fonctionnel ont été effectuées à l'Université de Sherbrooke. Les deux dispositifs caractérisés ont, respectivement, des grilles centrales de 65 nm et 70 nm.

Les échantillons ont été caractérisés à très basse température (2K) et sous champ magnétique. Les propriétés du matériau ont été étudiées par des mesures d'effet Hall quantique et d'effet Shubnikov-de Haas. Le comportement unidimensionnel (1D) des électrons dans les fils a été observé; les plateaux de conductance sont visibles avec et sans champ magnétique.

L'interaction entre un fil quantique et un bassin d'électrons 2D (courant tunnel) n'a pu être mise en évidence. La largeur de la grille centrale peut entraîner une barrière de potentiel trop importante pour permettre l'effet tunnel.

# Remerciements

Je tiens d'abord à remercier mes deux directeurs de recherche. Jacques Beauvais a su, avec patience et compétence encadrer mes efforts dans toute la partie fabrication de mon travail. Jean Beerens, avec qui j'ai fait la caractérisation du dispositif, a su me transmettre une petite partie de sa grande rigueur scientifique. C'est un atout que je conserverai tout au long de ma carrière. Le travail dans le cadre de cette co-direction m'a permis de profiter de forces de chacun.

Toute l'équipe du MCM (groupe de recherche sur les Matériaux et Composantes pour Microstructures) est à mentionner car ce fut un plaisir de travailler avec eux. Un merci tout spécial pour Jacques Corbin qui m'a toujours apporté l'aide technique dont j'avais besoin avec gentillesse et efficacité. J'ai aussi une pensée particulière pour Martin Parenteau qui, depuis longtemps, me prodigue conseils et aide technique dans le domaine informatique.

Je remercie le FCAR et le CRPS pour le soutien financier qui m'a permis de poursuivre cette maîtrise et de m'y concentrer.

Finalement, je dois dire un très gros merci à ma famille qui m'a toujours soutenue dans tout ce que j'ai entrepris et qui est toujours là quand j'ai besoin d'appuis. Merci à Christian qui m'a supportée pendant les moments où la motivation diminuait. Finalement, je garde un excellent souvenir des derniers mois de ma maîtrise pendant lesquels, avec la *French connection* et les copains, j'ai retrouvé les plaisirs de la vie d'étudiant.

# Table des matières

<b>SOMMAIRE .....</b>	<b>I</b>
<b>REMERCIEMENTS .....</b>	<b>II</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES .....</b>	<b>III</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX .....</b>	<b>VI</b>
<b>LISTE DES FIGURES.....</b>	<b>VII</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1.....</b>	<b>3</b>
<b>FABRICATION .....</b>	<b>3</b>
1.1 LITHOGRAPHIE PAR FAISCEAU D'ÉLECTRONS .....	4
1.1.1 Lithographie.....	4
1.1.2 Résine .....	6
1.1.3 Préparation des échantillons.....	6
1.1.4 Exposition et développement .....	7
1.1.5 Résolution maximale .....	8
1.2 CONTRAINTES .....	9
1.2.1 Paramètres d'exposition.....	9
1.2.2 Effets de proximité et effets thermiques .....	10
1.2.3 Manipulations post-exposition.....	11
1.3 ÉCHANTILLON .....	12
1.3.1 Hétérostructure .....	13
1.3.2 Dispositif.....	14
1.4 FABRICATION .....	16
1.4.1 Marques d'alignement.....	16
1.4.2 Méso .....	16
1.4.3 Contacts ohmiques .....	17
1.4.4 Grilles et plages de micro-soudure.....	17

1.5 GRILLES .....	18
1.5.1 Difficultés .....	18
1.5.2 Résultats .....	21
1.6 MONTAGE EXPÉRIMENTAL.....	23
1.6.1 Préparation de l'échantillon.....	23
1.6.2 Montage expérimental pour la caractérisation .....	23
<b>CHAPITRE 2.....</b>	<b>26</b>
<b>NOTIONS THÉORIQUES.....</b>	<b>26</b>
2.1 SYSTÈMES MÉSCOPICIQUES.....	26
2.2 EFFET D'UN CONFINEMENT.....	29
2.2.1 Confinement spatial .....	29
2.2.2 Confinement électrostatique.....	30
2.2.3 Confinement magnétique.....	31
2.2.4 Confinements électrique et magnétique combinés.....	33
2.3 TRANSPORT 1D .....	37
2.3.1 Quantification de la conductance dans un point de contact quantique.....	37
2.3.2 Transport par états de bord et effet de la direction du champ.....	38
2.4 STRUCTURE À DOUBLE FIL QUANTIQUE.....	39
2.4.1 Couplage 1D-2D.....	40
2.4.2 Couplage 1D-1D.....	41
<b>CHAPITRE 3.....</b>	<b>42</b>
<b>RÉSULTATS ET ANALYSE.....</b>	<b>42</b>
3.1 CARACTÉRISATION DU MATÉRIAU .....	43
3.1.1 Mobilité et densité de porteurs .....	44
3.2 CARACTÉRISATION DU DISPOSITIF.....	46
3.2.1 Comportement des grilles.....	46
3.2.2 Fils quantiques.....	49
3.3 COURANT DANS LE FIL ET COURANT TUNNEL .....	55
3.3.1 Effet du champ magnétique et de sa direction.....	55
3.3.2 Tension fixe sur la grille centrale.....	58
3.3.3 Tension positive sur le collecteur .....	58

<b>CONCLUSION .....</b>	<b>60</b>
ANNEXE 1: PARAMÈTRES DE FABRICATION .....	61
ANNEXE 2: EFFET D'UNE DÉCHARGE ÉLECTROSTATIQUE.....	61
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>62</b>

## Liste des tableaux

3.1	Effet des traitements.....	45
3.2	Tensions de seuil.....	51



# Liste des figures

1.0	Principe de l'effet de champ pour la structure à double fil quantique.....	3
1.1	Lithographie.....	5
1.2	Système multicouche.....	9
1.3	Effet de proximité.....	10
1.4	Composition de l'hétérostructure et structure de bande.....	13
1.5	Dispositif complet.....	15
1.6	Asymétrie spatiale.....	19
1.7	Motif central.....	21
1.8	Schéma de l'échantillon tel qu'utilisé.....	24
2.0	Effet de différents confinements.....	30
2.1	Effet Hall quantique et effet Shubnikov-de Haas.....	33
2.2	Diagramme de phase des électrons entre l'énergie et $x_0$ .....	35
2.3	Relation de dispersion.....	36
2.4	Résultats expérimentaux d'un point de contact quantique.....	37
2.5	Trajectoire des électrons.....	38
2.6	Représentation de la conduction par états de bord.....	39
2.7	Résultats de Eugster et al. pour un fil quantique qui fuit.....	40
3.0	Résistance à deux pointes en fonction de la température lors du refroidissement.	43
3.1	Courant de fuite entre la grille centrale et le 2DEG.....	47
3.2	Courant à travers la barrière de potentiel sous la grille centrale.....	49
3.3	Courant dans le fil N.....	50
3.4	Magnétoconductance des fils N et D.....	52
3.5	Magnétoconductance dans le fil N pour différents champs magnétiques.....	53
3.6	Mise en évidence d'une impureté dans la région du fil.....	54
3.7	Courant tunnel pour les deux directions du champ magnétique.....	56

# Introduction

Depuis plusieurs décennies maintenant, l'électronique et plus particulièrement la microélectronique sont en constante évolution. Les dimensions caractéristiques des dispositifs diminuent sans arrêt tandis que leur vitesse augmente. La course à la miniaturisation et aux performances entraîne l'apparition d'un champ de recherche très dynamique. L'amélioration des techniques de croissance des semiconducteurs a ouvert des axes de recherche remplis de promesses. Aujourd'hui, on produit des transistors à effet de champ dont les grilles ont moins de 500 nm de largeur. La qualité des matériaux employés et la diminution des dimensions nous entraîne aux limites des systèmes pouvant être traités classiquement. Pour répondre aux besoins de l'industrie, on étudie présentement les phénomènes de transport électronique dans le régime quantique. Pour pouvoir exploiter pleinement les effets quantiques dans les nanostructures (structure de dimension inférieure à 100nm), on doit d'abord comprendre les différents mécanismes impliqués. De plus, on doit pouvoir maîtriser adéquatement les différentes méthodes de fabrication.

Notre équipe en est à ses premiers pas dans ce monde en pleine effervescence que sont les nanostructures. On dispose des installations nécessaires pour pouvoir fabriquer ce genre de dispositif, soit les salles blanches et le microscope électronique permettant de faire des nanolithographies. Pour la caractérisation, nous avons accès à un système de mesure permettant d'aller à très basse température ( $T < 1\text{K}$ ) et de faire des études à fort champ magnétique (16T). Deux grands objectifs ont sous-tendu le travail présenté ici. D'abord, vérifier les limites technologiques de notre système de lithographie. Ensuite, reproduire des résultats obtenus par d'autres groupes pour s'assurer que nous sommes sur la bonne voie et peut-être ajouter des résultats originaux en utilisant le champ magnétique. En effet, le champ magnétique est un outil puissant pour obtenir des informations complémentaires sur les mécanismes de transport électronique.

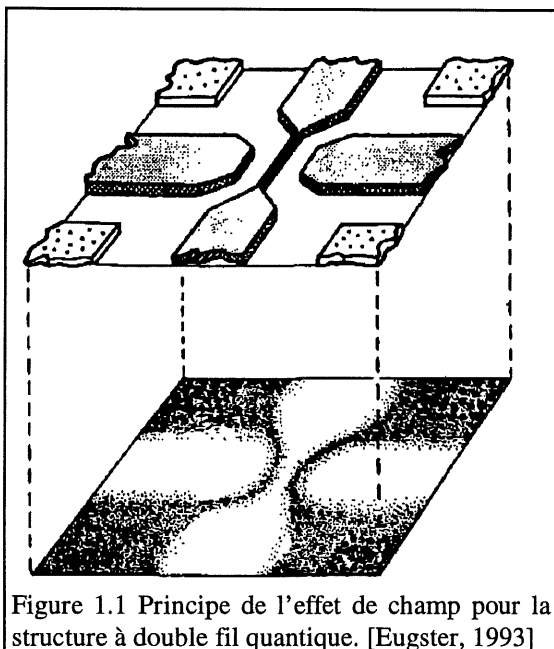
Le dispositif choisi pour atteindre ces objectifs est une structure composée de deux fils quantiques très près l'un de l'autre. Ce dispositif permet d'étudier le comportement 1D des électrons dans un fil quantique et les interactions (effet tunnel) entre le fil et un bassin d'électrons ou entre deux fils. Pour observer ce genre de couplage, la barrière de potentiel entre les deux fils doit être faible. Le confinement des électrons étant obtenu par un effet de champ imposé par des grilles, le défi technique consiste, dès lors, à fabriquer la grille séparant les deux fils la plus étroite possible pour permettre le couplage.

Ce travail se divise en trois parties. Le premier chapitre traite de la fabrication du dispositif. On établit les concepts de base en microélectronique, on décrit la méthodologie employée et on présente les résultats obtenus. Au deuxième chapitre, on introduit les bases théoriques pertinentes à la compréhension des phénomènes de transport. Finalement, le chapitre trois renferme les différents résultats obtenus lors de la caractérisation des dispositifs.

# Chapitre 1

## Fabrication

La première grande partie de ce travail consiste à concevoir et à réaliser un dispositif permettant de mettre en évidence le comportement 1D des électrons. La structure choisie est celle préconisée par l'équipe de Eugster<sup>1</sup> qui, dans le cas idéal, permet d'observer un couplage entre deux fils quantiques. Ce dispositif doit rencontrer des spécifications importantes dont la plus contraignante est la largeur de la grille centrale, celle qui sert à séparer les deux fils quantiques. On vise une largeur de grille de 40 nm ou moins par rapport à une ligne de 30 nm obtenue par le groupe américain<sup>2</sup>. Cet objectif est un défi et nous permet de vérifier les capacités optimales du système dont on dispose. Toutes les étapes de la réalisation du dispositif sont effectuées en salles blanches: salles à empoussièrement contrôlé. Les salles blanches de l'Université de Sherbrooke sont de classe 100 (M3.5): moins de cent particules de plus de 0.5  $\mu\text{m}$  de diamètre par pied cube d'air.



D'une façon générale, les nanostructures sont fabriquées à partir d'une hétérostructure comportant un gaz d'électrons bidimensionnel. Le confinement supplémentaire est obtenu par effet de champ. La figure 1.1 en schématise le principe. On se sert de grilles (le mot grille est employé ici dans le même sens que dans les transistors à effet de champ) sur lesquelles on applique une petite tension négative qui entraîne une répulsion électrostatique des électrons sous les grilles. De

cette façon, on peut obtenir des points de contact quantiques, des fils quantiques ou des boîtes quantiques.

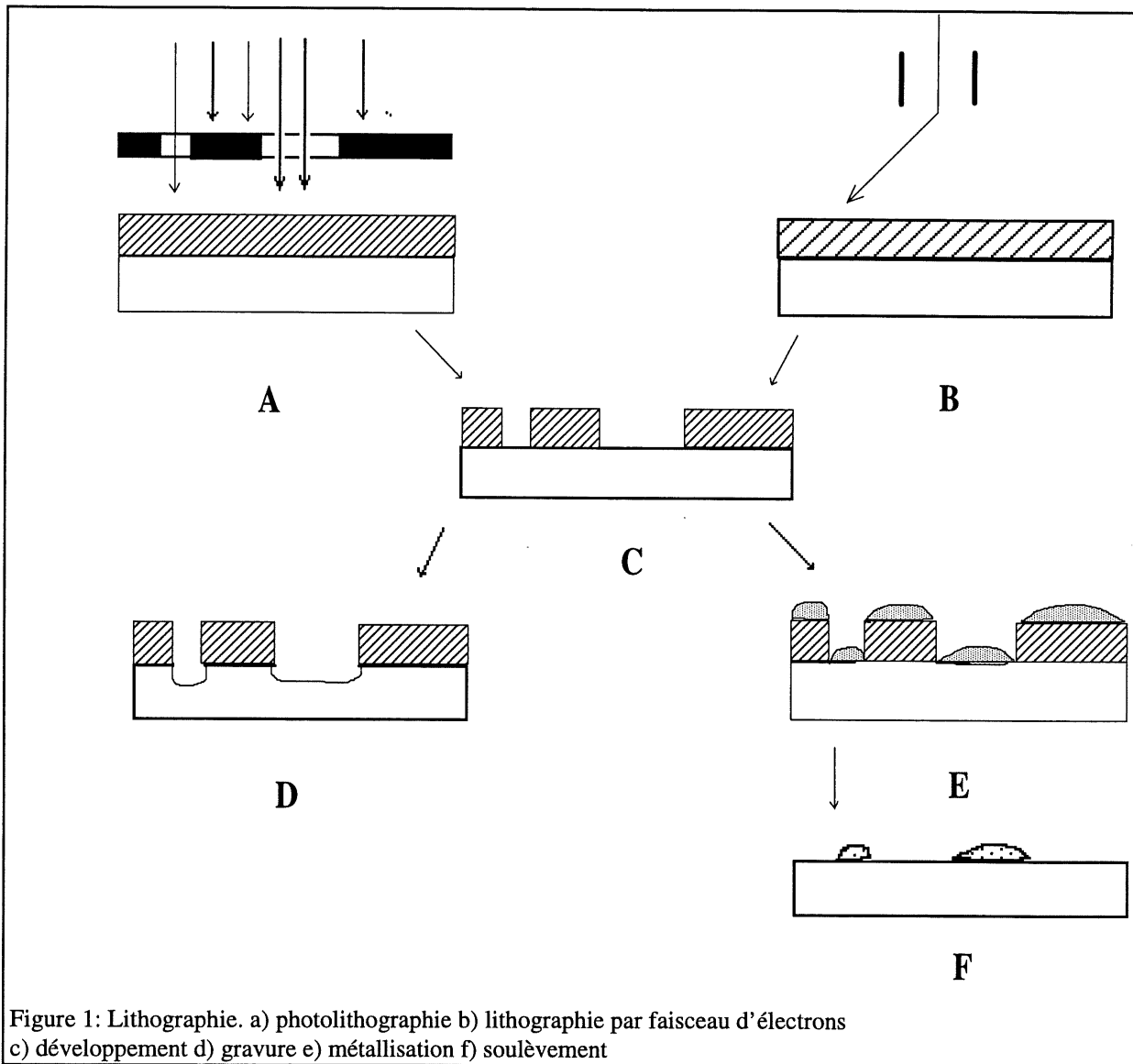
Ce chapitre présente d'abord une introduction à la lithographie par faisceau d'électrons, technique avec laquelle nous avons réalisé le dispositif. La deuxième section traite des différentes contraintes avec lesquelles on doit composer dans ce type de manipulation. On présente ensuite le dispositif et les techniques permettant de le fabriquer. Le coeur de la partie fabrication est l'obtention des grilles centrales du dispositif; nous présentons la méthodologie pour y parvenir ainsi que les résultats obtenus. Finalement, on décrit brièvement le montage expérimental servant à la caractérisation du dispositif.

## **1.1 Lithographie par faisceau d'électrons**

### **1.1.1 Lithographie**

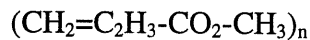
La lithographie par faisceau d'électrons est une technique très utile pour reproduire un patron de petite taille (ou motif) sur un support quelconque<sup>3</sup>. D'une façon générale, le principe de la lithographie est le suivant. On applique la résine, un polymère sensible à certains types de radiation, sur un substrat. Ensuite, on expose certaines portions du matériau à la radiation. Cette exposition entraîne un changement de solubilité de la résine, ce qui permet ensuite de développer le motif exposé. En photolithographie, on utilise les rayons ultraviolets comme radiation. On se sert alors d'un masque pour définir les motifs voulus. Cette technique est grandement utilisée dans l'industrie microélectronique. L'avantage principal de cette technique est la rapidité d'exécution. Une restriction importante vient de la longueur d'onde de la radiation. Les effets de diffraction limitent grandement la résolution accessible avec ce procédé. Par contre, la lithographie par faisceau d'électrons repousse cette frontière; la limite de résolution dépend de la focalisation du faisceau. Contrairement à la photolithographie, c'est

une technique d'écriture sans masque où le faisceau d'électrons est dirigé vers certaines régions selon un motif pré-établi. Le contrôle de la direction des électrons est obtenu à l'aide d'un logiciel. Le principe général est schématisé à la figure 1.1. Pour la recherche, la technique de lithographie par faisceau d'électrons présente une grande souplesse pour des modifications simples et rapides de la structure faisant l'objet de l'étude. Par contre, comme on travaille en écriture directe, la durée d'une exposition est grandement augmentée.



### 1.1.2 Résine

On utilise le poly-méthyl-méthacrilate (PMMA) comme résine pour la nanolithographie. Cette molécule est une chaîne de monomères de la forme:



Lorsqu'on expose cette molécule à un faisceau d'électrons, on brise les chaînes de l'hydrocarbure. La solubilité de ce type de molécule est directement reliée à la masse moléculaire (donc à la longueur des chaînes), on peut donc ensuite développer dans un solvant approprié pour enlever seulement les régions exposées. Pour appliquer la résine sur le substrat, on commence d'abord par la mettre en solution. En effet, le PMMA est commercialisé sous forme solide (granule ou poudre). On se sert de différents solvants comme le méthyl-isobuthyl-cétone (MIBK), l'oxylène ou le chlorobenzène. Ces solvants sont choisis en fonction de leur capacité à bien dissoudre le PMMA. Les résines doivent être préparées avec le plus grand soin car toute contamination peut modifier le comportement de la résine et entraîner une distorsion du patron. De plus, il faut s'assurer de la stabilité des solutions de résine; il peut arriver que la résine précipite ce qui change la densité de la solution. Évidemment, la quantité de PMMA dissoute est importante: elle contrôle la viscosité de la solution, ce qui influence directement l'épaisseur de la couche étendue sur le substrat.

### 1.1.3 Préparation des échantillons

Dans un premier temps, le matériau doit être parfaitement nettoyé. La procédure employée pour le nettoyage est une succession de bains ultrasoniques d'une durée de cinq minutes dans les solvants suivants: méthyl-éthyl-cétone (MEK), acétone, méthanol et eau. La couche de résine est déposée à l'aide d'un appareil conçu à cet effet: la tournette. L'échantillon qui fait typiquement quelques millimètres carré, est maintenu par succion sur le support. Une goutte de résine est déposée sur l'échantillon qui subit ensuite une rotation de 5000 révolutions par minute pendant une minute. Évidemment, on doit s'assurer que la couche est la plus uniforme

possible, car une différence d'épaisseur peut entraîner une différence dans la sensibilité de la résine et donc une distorsion du patron exposé. Ensuite, l'échantillon est étuvé. Cette étape a comme objectif de s'assurer que le solvant s'est complètement évaporé. Le recuit s'effectue à 180°C pendant quelques heures.

#### 1.1.4 Exposition et développement

Les motifs sont d'abord préparés à l'aide d'un logiciel de dessin technique (DESIGNCAD<sup>TM</sup>). Lors de l'exposition, c'est l'ordinateur, par l'entremise du logiciel NPGS (*Nanometer Pattern Generation System*), qui contrôle le faisceau d'électrons. Il dessine directement les motifs tel que nous les avons préparés. Le système utilisé pour faire les lithographies est un microscope électronique à balayage dont le faisceau d'électrons peut être contrôlé par un ordinateur. L'énergie maximale des électrons est de 30 keV tandis que le grossissement maximum est de 300 000. Le diamètre du faisceau est d'environ 5 nm pour un courant de 5nA et augmente sensiblement à mesure que le courant croît. Certains facteurs affectant l'exposition sont difficiles à stabiliser. Par exemple, le courant peut être plus ou moins stable selon le vieillissement du filament ou selon les fluctuations dans l'alimentation, ce qui entraîne des différences dans les conditions d'exposition. Comme on veut aller jusqu'aux limites de l'appareil, la moindre fluctuation a des effets. De plus, il y a la focalisation et l'astigmatisme qu'il faut régler à chaque manipulation avec le plus grand soin.

Les motifs exposés sont ensuite développés<sup>4</sup>. Les deux développeurs avec lesquels on travaille sont l'isopropanol:eau (IPA:H<sub>2</sub>O 9:1) et MIBK:IPA (1:3). Le premier est utilisé particulièrement pour les motifs de grandes dimensions tandis que le second convient tout à fait lorsqu'une bonne résolution est particulièrement importante. La procédure est simple: l'échantillon est plongé dans le développeur dont la température est contrôlée, pendant une période bien déterminée. Ensuite, on le plonge dans une autre solution que l'on appelle bain d'arrêt pour s'assurer que la réaction chimique responsable du développement soit bien



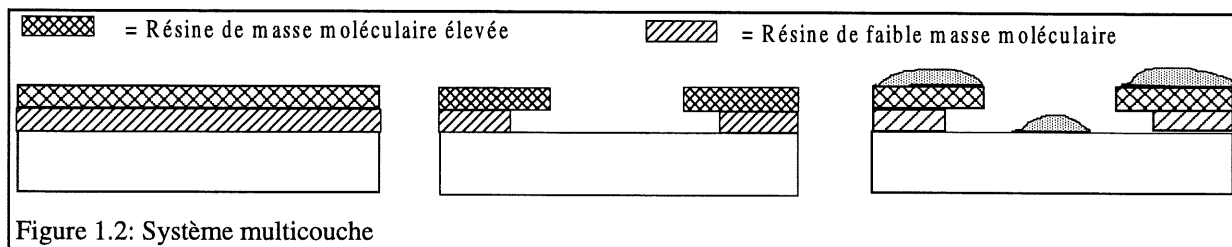
terminée. Pour un développement dans l'IPA:H<sub>2</sub>O, le bain d'arrêt utilisée est simplement de l'eau tandis que si on travaille avec MIBK:IPA, on stoppera la réaction dans l'IPA. Bien que le principe général du développement soit assez simple, les mécanismes des différentes réactions chimiques impliquées sont très complexes. Plusieurs travaux ont été menés sur les différentes facettes de ce problème. On peut mentionner les travaux<sup>5-6-7</sup> sur l'effet de la température, du choix des solvants, de la durée de développement. Tous ces paramètres sont étudiés en fonction de leur influence sur la sensibilité de la résine (la dose minimale requise pour exposer correctement le motif) et la facilité d'obtenir un bon contraste (différence entre les zone exposées et celles qui ne le sont pas). Finalement, on sèche l'échantillon sous un jet d'azote. Un développement trop court laissera des résidus de résine sur les régions que l'on a exposées tandis qu'un développement trop long conduit à la déformation du motif.

Deux types d'opérations peuvent ensuite être réalisées. Si on veut graver l'échantillon, il s'agit d'effectuer la gravure directement; la résine sert de masque pour protéger les parties que l'on veut conserver intactes. Une fois l'opération complétée, la résine restante est enlevée par un solvant puissant. Généralement, l'acétone est employée pour cette étape. D'autre part, si l'on veut obtenir des contacts métalliques, on évapore un métal sur l'échantillon. La résine non-exposée sert alors de masque pour définir la géométrie souhaitée. Une fois le métal déposé, on procède à l'étape du soulèvement (*lift-off*). Pour ce faire, on laisse tremper l'échantillon dans un bain de MEK et d'acétone pendant quelques heures. Les solvants pénètrent lentement la résine par les cotés. La dissolution de la résine entraîne le soulèvement du métal qui la recouvre. Seuls les endroits où le métal touche directement le substrat restent intacts. Toutes ces étapes sont schématisées à la figure 1.

### 1.1.5 Résolution maximale

L'un des objectifs de ce travail est de vérifier les limites du système. Nous voulons connaître la largeur de ligne minimale que l'on peut atteindre avec notre système. L'une des techniques

courantes pour obtenir une meilleure résolution dans la lithographie par faisceau d'électrons consiste à utiliser deux couches de résines. Cette méthode est illustrée à la figure 1.2. La sensibilité de la résine (la facilité avec laquelle les chaînes sont brisées) dépend directement de la masse moléculaire. Les chaînes longues dans le PMMA de haute masse moléculaire sont moins sensibles car l'énergie nécessaire pour les briser en petites chaînes est plus grande. La première couche, plus épaisse, contient du PMMA de masse moléculaire plus faible que la deuxième couche. Les deux couches ne sont pas affectées de la même façon par le faisceau d'électrons. La couche inférieure est plus sensible, elle est développée sur une portion plus large que la couche supérieure. Lorsqu'un métal est évaporé, le profil des résines assure qu'il n'y ait aucun contact entre la couche métallique sur la résine et celle sur le substrat. La présence d'une jonction entre le métal sur la résine et le métal sur le substrat peut empêcher le soulèvement de s'effectuer correctement. De plus, la couche supérieure étant moins sensible, on diminue d'autant plus la largeur de ligne accessible. Il faut toutefois prendre un soin particulier lorsqu'on dépose la deuxième couche de résine. Si le solvant est trop puissant, il peut dissoudre la première couche causant ainsi un mélange des deux polymères. Un étuvage est effectué après chaque couche. Le PMMA utilisé pour la couche inférieure possède une masse moléculaire de 120 000 u.m.m. (unité de masse moléculaire) comparativement à la couche supérieure qui a une masse moléculaire de 900 000.



## 1.2 Contraintes

### 1.2.1 Paramètres d'exposition

Plusieurs paramètres doivent être pris en compte lorsqu'on prépare les fichiers d'exposition. Il faut d'abord résumer comment fonctionne le système. Le faisceau d'électrons est dirigé et

focalisé par une série de plaques défectrices. Un obturateur électro-optique possédant un temps de réponse inférieur à  $1\mu s$  est utilisé pour permettre un contrôle complet lors des balayages. Lorsque l'ordinateur prend en charge le faisceau, il gère simplement la direction du faisceau ainsi que la fermeture de l'obturateur. Lors d'une exposition normale, le balayage se fait point par point. L'obturateur bloque le faisceau entre les points. Il s'agit de choisir la distance entre les points qui dépend directement du courant (diamètre du faisceau). Il faut noter qu'une distance entre les points plus grande entraîne un temps d'exposition plus petit. L'autre facteur important dont on doit tenir compte est la dose de radiation employée. Ce paramètre représente la quantité d'électrons qui viennent frapper l'échantillon par unité d'aire ( $\mu C/cm^2$ ). En pratique, la dose est définie par la période de temps que le faisceau passe au même endroit ainsi que par le courant utilisé, la distance entre les points et la distance entre les lignes. Un courant plus élevé permet une exposition plus rapide mais limite la résolution.

### 1.2.2 Effets de proximité et effets thermiques

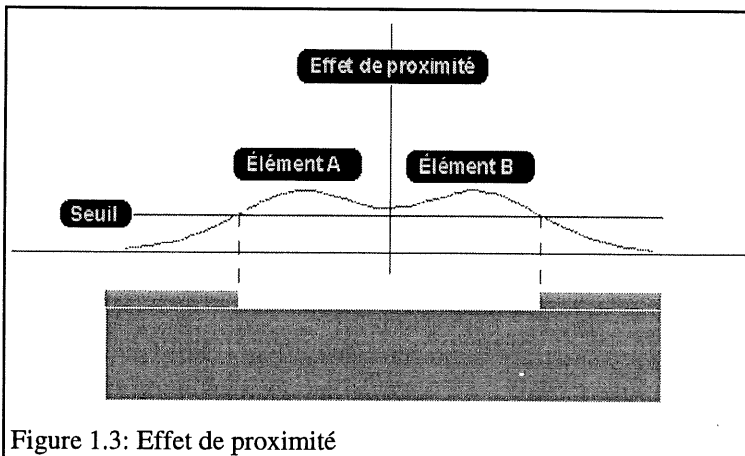


Figure 1.3: Effet de proximité

Les effets de proximité<sup>8-9</sup> peuvent avoir une grande importance sur le résultat d'une lithographie dans le cas où le motif est mal conçu ou lorsque les paramètres d'exposition sont mal ajustés. La résine est très peu dense, les électrons y pénètrent presque sans

être affectés et viennent frapper le substrat où plusieurs sont rétro-diffusés. Ces électrons qui sont réfléchis repassent donc une seconde fois par la résine; l'angle avec lequel ils ressortent peut varier. Le seuil de sensibilité de la résine peut être atteint à des endroits non-désirés ce qui entraîne une augmentation de la largeur réelle exposée. La figure 1.3 démontre cette problématique. De plus, il faut comprendre que deux motifs exposés indépendamment peuvent avoir une dimension donnée après développement mais une fois côte à côte, en raison de

l'exposition additionnelle des rétro-diffusés, peuvent être sensiblement plus grands. Pour limiter cet effet, on peut ajuster au mieux les paramètres d'exposition<sup>10</sup> mais le moyen le plus efficace reste l'augmentation de la tension d'accélération des électrons. Lorsque le faisceau vient frapper l'échantillon, sa dispersion prend la forme d'une poire. Plus l'énergie des électrons est grande, plus la poire s'enfonce dans le substrat et plus la distribution des électrons rétrodiffusés est uniforme. Donc la tension d'accélération du système est un facteur limitatif important.

Les effets thermiques sont plus difficilement contrôlables<sup>11-12</sup>. La chaleur transférée au substrat par les électrons modifie les propriétés chimiques de la résine ce qui peut, dans certains cas, entraîner des distorsions importantes dans les motifs. Ces effets dépendent de plusieurs paramètres. D'abord un substrat possédant une bonne conductivité thermique permet une meilleure dissipation de la chaleur<sup>13</sup>. Puis, le courant et la dose avec lesquels on travaille ont une influence marquée sur l'accumulation de chaleur; un courant élevé implique un chauffage ponctuel de la résine (un transfert de chaleur rapide vers la résine avec très peu de dissipation étant donné les temps très courts impliqués). Ensuite, on a observé, dans certaines situations, que l'ordre d'exposition des différentes parties d'un motif changeait le résultat de la lithographie. De plus, le choix de la résine ainsi que la façon de procéder pour préparer l'échantillon peuvent avoir une influence sur l'importance que prendront les effets thermiques. Des résultats obtenus en étudiant les effets thermiques sont présentés à la section 1.5.1.

### 1.2.3 Manipulations post-exposition

L'inconvénient principal de l'utilisation du MIBK/IPA pour les petits motifs réside dans le fait que le temps de développement est assez court (typiquement 30 secondes). De plus, la température à laquelle on travaille dans ce cas est de 23 °C, et on doit prendre des précautions comme l'utilisation d'un bain thermostatique pour s'assurer de la stabilité de la température tout au long du développement. Les conditions de développement doivent être gardées les

plus uniformes possible d'une fois à l'autre. Un facteur qui peut devenir très important est la composition du développeur; on travaille avec des solvants assez volatils, il faut s'assurer que la composition de la solution ne change pas. Comme la tension superficielle des différents solvants n'est pas la même, leur taux d'évaporation diffère ce qui peut entraîner une modification du ratio dans le temps.

Une autre contrainte provient de l'évaporation de la couche métallique. La qualité de la couche métallisée est fondamentale pour la réussite de l'étape du soulèvement. Il faut une excellente adhérence entre le métal et le substrat pour qu'une ligne inférieure à 100 nm soit réalisée. Dans cette optique, le choix du métal évaporé est très important. Car en plus d'avoir une bonne adhérence, il doit posséder une grosseur de grain assez petite pour pouvoir définir une ligne de cette dimension. Il faut s'assurer d'une très bonne qualité du vide pendant l'évaporation pour éviter les contaminations. Finalement, l'épaisseur de la couche métallisée est très importante pour la réussite de l'opération. Si la couche de métal est trop épaisse, il y aura contact ce qui nuira au soulèvement.

### **1.3 Échantillon**

Dans un premier temps, on définit clairement les différentes caractéristiques physiques du dispositif étudié. L'objectif est d'arriver à concevoir et à fabriquer une structure dans laquelle nous pourrions mettre en évidence le comportement 1D des électrons. De plus, on voudrait mettre en évidence un courant tunnel à travers la barrière de potentiel (courant de fuite du fil quantique) entre un fil quantique (1D) et un bassin d'électrons (2D). Pour ce faire, une technique efficace est le confinement latéral d'une hétérostructure par effet de champ à l'aide de grilles métalliques soumises à des tensions négatives. Le courant tunnel ne peut être observé qu'à travers une barrière très mince.

### 1.3.1 Hétérostructure

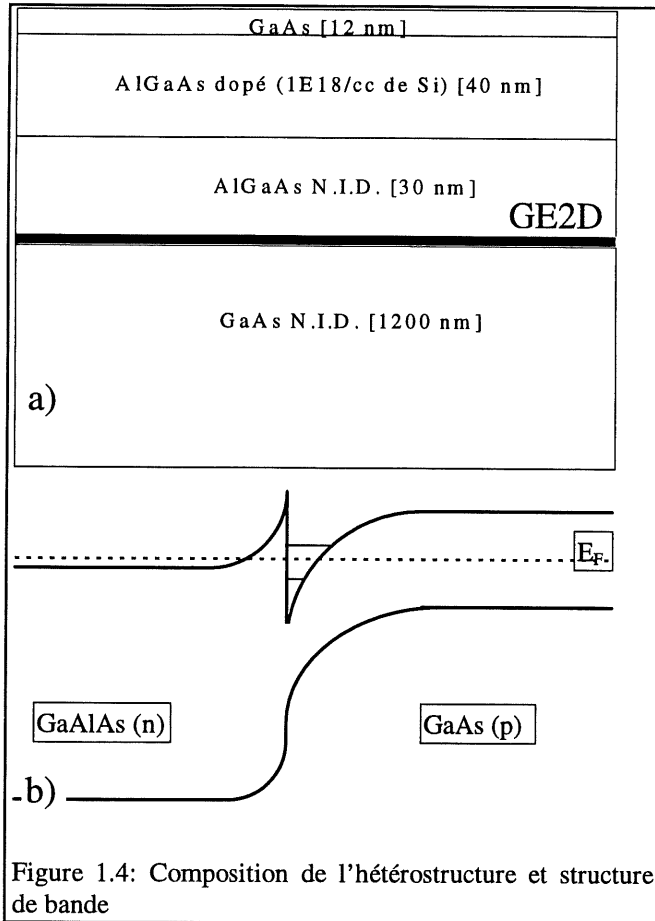


Figure 1.4: Composition de l'hétérostructure et structure de bande

L'hétérostructure utilisée est illustrée à la figure 1.4a. C'est un empilement de couches épitaxiées obtenues au CNRC par un système d'épitaxie par jets moléculaires. Ce type de croissance se déroule dans un vide extrêmement poussé. Le contrôle sur la composition et sur l'épaisseur des couches est excellent. La figure 1.4b présente la structure de bande de l'hétérostructure en fonction de la position dans l'axe perpendiculaire aux couches. La différence d'affinité électronique entre le GaAs et l'AlGaAs entraîne une discontinuité des bandes à l'interface. Comme le GaAs contient un dopage résiduel de type p (il est non intentionnellement dopé), son niveau de

Fermi se trouve au-dessus et près de la bande de valence. Pour l'AlGaAs qui est dopé au silicium (type n), le niveau de Fermi se trouve juste sous la bande de conduction. La discontinuité de potentiel à l'interface entraîne un transfert d'électrons du GaAlAs vers le GaAs. La courbure de bande qui s'ensuit cause la formation d'un puits de potentiel dans le GaAs proche de l'interface. Les électrons sont alors confinés dans la direction de croissance et libre dans le plan perpendiculaire à celle-ci: on obtient donc un gaz d'électrons 2D (GE2D). Pour limiter le plus possible la diffusion sur les impuretés, phénomène qui entraîne une chute de la mobilité électronique, on a ajouté une couche d'espacement entre le gaz bi-dimensionnel d'électrons situé à l'interface et la couche dopante. Cette couche est simplement composée

d'AlGaAs non intentionnellement dopé (N.I.D.) pour séparer spatialement le GE2D des ions dopants. Plus cette couche est épaisse, moins il y a de diffusion causée par les impuretés. On optimise l'épaisseur de cette couche pour obtenir la densité de porteurs souhaitée et une bonne mobilité électronique.

### 1.3.2 Dispositif

Notre objectif est de fabriquer une structure où l'on utilise le confinement électrostatique à l'aide de grilles de forme et de taille adéquates pour former deux gaz électroniques 1D (ou fils quantiques) rapprochés. On cherche idéalement à ce que les deux fils soient suffisamment proches l'un de l'autre pour avoir un couplage par effet tunnel. On doit donc s'assurer que la barrière de potentiel formée entre les deux soit assez faible pour permettre aux électrons de passer à travers par effet tunnel. Pour arriver à ce résultat, nous devons déposer des grilles métalliques très fines sur le matériau. Les résultats obtenus par l'équipe de Eugster et al.<sup>1</sup> montrent que l'effet tunnel est observable pour une largeur de grille centrale de 30 nm. Notre objectif est de se rapprocher autant que possible de cette largeur. Pour contacter ces grilles, il faut prévoir la présence de plages de soudure suffisamment grandes pour pouvoir utiliser les techniques de microsoudure habituelles. Il faut également prévoir la présence de contacts ohmiques au gaz d'électrons 2D pour mesurer les propriétés électriques de la structure.

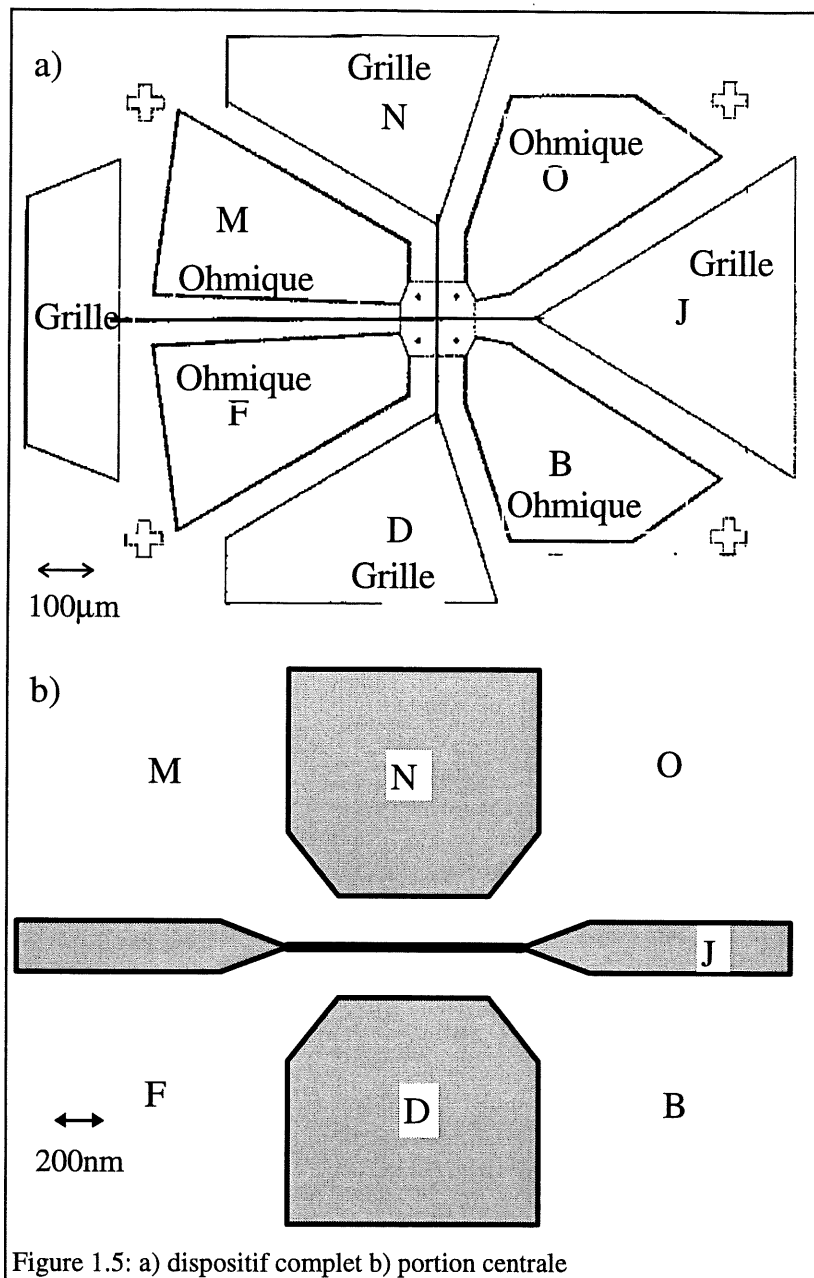


Figure 1.5: a) dispositif complet b) portion centrale

La figure 1.5 présente le dispositif tel que réalisé: la structure globale montrant l'ensemble des plate de micro-soudure pour les contacts ohmiques (M, O, F et B) et les barrières de Schottky (N, J et D) ainsi que les différentes marques d'alignement. Typiquement, les plates de soudure font 300  $\mu\text{m}$  par 600  $\mu\text{m}$ .

Les contacts ohmiques (M, O, B et F) sont utilisés pour faire les différentes mesures de courant et de magnétoconductance tandis que les contacts N, J et D sont associés aux barrières de Schottky utilisées pour obtenir les fils quantiques.

La mesa isole (il entoure) les

contacts ohmiques et le centre du dispositif du reste de l'échantillon. Le fil quantique défini par les grilles N et J est dénommé fil N tandis que celui défini par les grilles D et J et appelé le fil D.



## 1.4 Fabrication

Plusieurs étapes sont nécessaires pour obtenir un dispositif fonctionnel à partir d'une hétérostructure. Dans la section suivante, on décrit les points saillants de ces étapes. Les paramètres précis concernant la fabrication des deux dispositifs caractérisés sont donnés à l'annexe 1.

### 1.4.1 Marques d'alignement

La première étape de fabrication est la déposition des marques d'alignement. Ces marques serviront à se positionner correctement par rapport au motif lors des étapes successives. Contrairement à l'équipe de Eugster et Rooks<sup>14</sup> qui utilise en partie la photolithographie, toutes les étapes sont faites ici au moyen de la lithographie par faisceau d'électrons. De cette façon, on évite la fabrication de masques nécessaires pour faire une photolithographie et on peut ainsi facilement modifier le patron au cours des différents essais. Les marques d'alignement du premier niveau consistent en quatre croix. Après une lithographie, nous évaporons une mince couche de chrome, pour augmenter l'adhérence, suivie d'une couche d'or plus épaisse qui permettra d'obtenir un bon contraste lors des observations au microscope électronique à balayage. Ce facteur est très important étant donné que l'on veut pouvoir se servir de ces structures pour les alignements successifs au microscope électronique (quatre alignements sont effectués lors de la fabrication).

### 1.4.2 Mésa

L'isolation du coeur du dispositif par rapport au reste de la surface de l'échantillon est obtenue par une technique de gravure d'une mésa. Cette dernière sert à isoler le dispositif du reste de l'échantillon pour éviter toute possibilité de conduction parallèle. La technique

consiste à graver légèrement plus profondément que la position de la couche de dopants pour éliminer tous les porteurs dans la région entourant le dispositif. La lithographie par faisceau d'électrons est utilisée pour définir le motif. Une solution à base d'acide phosphorique est utilisée pour effectuer la gravure humide. Pour bien s'assurer que la profondeur d'attaque est adéquate, des tests sont préalablement faits et des mesures au profilomètre (*Dektak*) sont effectuées. Étant donné la composition du matériau (la couche dopante est située à 52 nm sous la surface et le GE2D à 82 nm), on veut graver entre 60 et 70 nm. Les deux échantillons étudiés, B5M et B5N ont une méso d'une hauteur de 58 à 62 nm.

### 1.4.3 Contacts ohmiques

On dépose ensuite les contacts ohmiques qui permettent de faire les mesures électriques. Le motif est obtenu par une lithographie. On effectue une évaporation multicouche. Le nickel sert de promoteur d'adhérence, l'or augmente la conductivité électrique, le germanium sert de promoteur de diffusion et de dopage et finalement une autre couche d'or pour la conductivité. Pour obtenir l'ohmicité des contacts, on doit s'assurer qu'il y ait une bonne diffusion dans le semiconducteur. On effectue un recuit thermique rapide: une minute à 450°C (la montée en température se fait en moins de trente secondes). Durant l'évaporation des contacts ohmiques, de nouvelles marques d'alignement sont fabriquées sur une échelle plus petite.

### 1.4.4 Grilles et plages de micro-soudure

Finalement, il s'agit de déposer les grilles qui serviront à dépeupler électrostatiquement le GE2D. Pour obtenir l'effet de champ, on utilise des barrières de Schottky. Le principe est simple. Dans un métal en contact avec un semiconducteur (à l'équilibre), un transfert de charge a lieu pour égaliser les niveaux de Fermi ce qui entraîne une courbure des bandes du semiconducteur et ainsi, la création d'une barrière de potentiel. De cette façon, on peut appliquer une tension sur la grille métallique sans qu'il y ait de courant impliqué. On procède

en deux étapes; d'abord on définit la portion grossière (plage de microsoudure). Après une lithographie, on évapore une couche de chrome, pour l'adhérence, suivie d'une couche d'or. Aucun recuit n'est effectué après cette étape. Ensuite, on effectue l'étape la plus délicate de la réalisation du dispositif: la fabrication de la portion centrale des grilles qui sert à la formation des fils quantiques. Dans ce qui suit, le mot grille est employé pour désigner la portion fine de ces dernières.

## 1.5 Grilles

Nous voulons parvenir à faire la grille centrale la plus étroite possible afin de pouvoir observer un effet tunnel à travers la barrière de potentiel. Mais il faut en plus réaliser les deux autres grilles (extérieures) pour pouvoir former indépendamment les deux fils quantiques. Le défi est de taille car les trois grilles doivent être exposées dans une région de moins de  $1\mu\text{m}$  de côté ce qui pose un problème tant au niveau des effets de proximité qu'à celui des effets thermiques. Comme notre système de lithographie a des caractéristiques différentes de celles des autres groupes travaillant sur les nanostructures, on ne peut se fier uniquement aux informations contenues dans la littérature. Par conséquent, il faut procéder à une étape d'optimisation.

### 1.5.1 Difficultés

Dans un premier temps, des tests ont été effectués sur du GaAs (matériau plus disponible et moins coûteux). Au début, nous avons tenté de faire des matrices de lignes simples pour voir avec quels paramètres on pouvait espérer obtenir les meilleurs résultats. Nous avons d'abord étudié l'effet de l'espacement des points et des lignes. Puis, on a regardé les différences obtenues selon le mode: continu (sans que l'obturateur ne sépare les points) ou point par point. Les résultats ont montré qu'on peut obtenir de plus petites lignes en mode continu. Pour les autres paramètres, nous avons essayé une grande quantité de combinaisons pour

trouver celle qui semblait optimale. La principale difficulté rencontrée était que les résultats n'étaient pas cohérents. Dans certaines conditions, les résultats étaient extrêmement dépendants des paramètres tandis que d'autres combinaisons montraient une variation très faible. Avec ce manque de reproductibilité, nous avons été contraint de faire plus de tests pour tenter de comprendre les mécanismes impliqués.

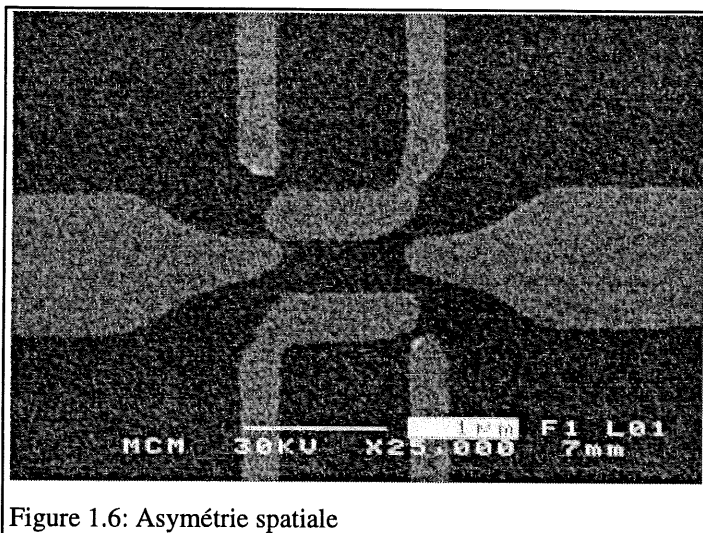


Figure 1.6: Asymétrie spatiale

Une attention particulière a été apportée aux effets thermiques. Deux grandes constatations peuvent être tirées des résultats obtenus. D'abord nous observons une asymétrie spatiale. En fait, lorsqu'on expose un motif symétrique, le résultat obtenu présente des asymétries qui sont parfaitement reproductibles. La figure 1.6 montre un exemple typique de ce

genre de problème. L'hypothèse que nous avons pour expliquer ce type de comportement fait appel aux effets thermiques. Lorsqu'on expose, la température du substrat et de la résine augmente ce qui implique une modification de ses propriétés chimiques, donc un changement de sensibilité de la résine à certains endroits. Une même dose n'a pas toujours le même effet car les changements de température, donc de sensibilité, varient en fonction du motif exposé. La deuxième constatation que nous pouvons tirer est l'apparition d'une asymétrie temporelle. Selon l'ordre d'exposition de deux parties d'un motif, le résultat n'est pas le même. Et même l'utilisation d'un délai (pour permettre la thermalisation) entre les deux ne règle pas le problème. Nous croyons que les modifications dans la sensibilité de la résine peuvent être permanentes.

Nous avons aussi mené des comparaisons entre les différents développeurs pour des temps et des températures variés. Dans le travail présenté ici, ces comparaisons ont été assez sommaires mais les conclusions concordaient avec la littérature. Ce qui a posé des problèmes en ce qui concerne le développement c'est la difficulté de reproduire les mêmes conditions d'une fois à l'autre. Comme une différence de température de 2°C peut changer le seuil de sensibilité, nous avons dû établir une procédure qui permettait de garder le plus possible les conditions stables.

Le choix du métal est aussi très important. Comme mentionné précédemment, il faut que la grosseur du grain du métal choisi soit suffisamment petite pour bien se déposer dans la ligne étroite ouverte dans la résine. De plus, il faut que l'adhérence entre la couche métallique et le substrat soit très bonne. Finalement, il faut qu'il y ait une bonne barrière de Schottky entre la grille et le substrat pour obtenir l'effet de champ sans l'apparition d'un courant de fuite. D'une façon générale, on peut utiliser soit un alliage eutectique de nickel et chrome (NiCr), d'or et paladium (AuPd) ou de platine et paladium (PtPd). Nous avons travaillé avec les deux premiers. L'alliage de NiCr démontre des propriétés d'adhérence supérieures. La grosseur de son grain est toutefois plus grande que celle de l'AuPd. L'inconvénient principal lorsqu'on travaille avec le NiCr, c'est que son contraste au microscope électronique à balayage est très faible; sa densité n'est pas très grande ce qui fait que les électrons ne sont pas tellement diffusés. La qualité de l'image que l'on observe au microscope électronique à balayage dépend directement des électrons secondaires. Il est donc extrêmement difficile d'observer les résultats d'une lithographie évaporée au NiCr. La difficulté à mesurer cette ligne constitue un inconvénient important pour l'optimisation de la fabrication. L'étude de l'effet des différents paramètres s'est effectuée à l'aide d'évaporation d'AuPd. Le contraste étant meilleur avec cet alliage, c'était beaucoup plus facile de procéder à l'optimisation des conditions de fabrication. Le dispositif final a toutefois été fabriqué avec le NiCr en raison de ses meilleures qualités d'adhérence. La conséquence en fut que nous ne pouvons dire qu'approximativement ( $\pm 5$  à 10 nm) la largeur de la grille centrale des dispositifs que nous avons étudiés.

### 1.5.2 Résultats

Pour certaines combinaisons de paramètres, la largeur de ligne varie graduellement en fonction d'un paramètre donné (par exemple en fonction de la dose). Par contre, pour d'autres combinaisons, on observe une instabilité dans la réponse aux variations des paramètres: une petite variation de la dose entraîne un grand changement sur la largeur de ligne. La plus petite ligne obtenue a une largeur de 45 nm mais est difficilement reproductible. Des lignes de 50 nm ont été obtenues d'une façon assez constante (90%) dans les bonnes conditions. Dans ce cas, on a fait alterner les doses pour obtenir des lignes minces (60 nm) et larges (100 nm). C'est l'étape du soulèvement qui limite le plus la reproductibilité.

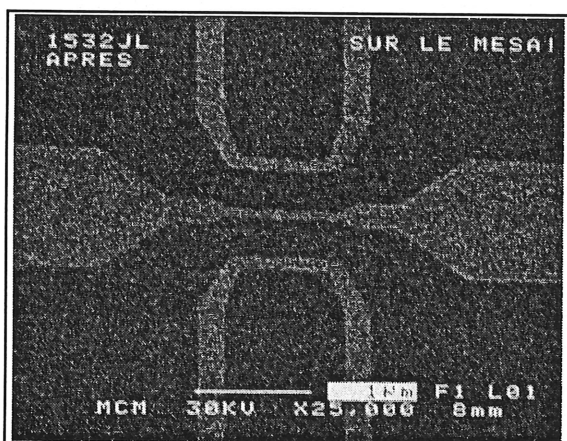


Figure 1.7: Motif complet

Une fois la bonne combinaison de paramètres déterminée pour avoir la grille la plus mince possible, on reprend l'optimisation sur le motif entier soit avec les trois grilles. Dans ce cas, les effets de proximité et de chauffage deviennent importants. Nous avons réussi à obtenir une grille de 50 nm dans un motif complet. Finalement, on fait une dernière optimisation sur l'hétérostructure; des matériaux différents ont des densités différentes. Les effets de proximité

changent selon la façon dont les électrons sont rétrodiffusés. La figure 1.7 présente un motif complet sur l'hétérostructure d'AlGaAs/GaAs après optimisation.

Les problèmes de répétabilité ont été associés à la difficulté de faire les ajustements (astigmatisme et focalisation) adéquatement. Cette difficulté provient du fait que l'on ajustait

loin de la zone à exposer ce qui pouvait entraîner une différence de hauteur donc un problème de focalisation du faisceau. Dès que nous avons commencé à travailler sur les bons échantillons (ceux que l'on veut caractériser), ce problème a disparu. En effet, lorsqu'on expose les grilles sur les bons échantillons, toutes les autres étapes de fabrication ont déjà été effectuées. On peut donc facilement faire les ajustements sur les contacts ohmiques ou sur les contacts Schottky en s'assurant d'être assez près de la zone où on expose. En plus d'être plus près du centre, l'ajustement sur les Schottky est beaucoup plus facile car le contraste de l'or est excellent. Sur les échantillons complets, les résultats ont toujours été parfaitement reproductibles et cohérents.

Pour s'assurer d'obtenir un dispositif fonctionnel sur les bons échantillons, nous avons visé une ligne de 60 nm de large dans un premier temps. Nous avons fabriqué des dispositifs sur trois hétérostructures différentes. Chacun de ces matériaux a une mobilité et une densité de porteurs caractéristiques. Nous ne parlerons que des résultats obtenus sur l'une d'entre elles (NRC 1532) dont les caractéristiques physiques sont données à la figure 1.4a. Deux dispositifs ont été fabriqués sur cette hétérostructure. Le premier, B5M présente une grille centrale de  $65 \pm 5$  nm tandis que le second, B5N, a une ligne de  $70 \pm 5$  nm. Une fois les dispositifs complétés, il faut les monter sur un porte-échantillon adéquat pour la caractérisation.

## 1.6 Montage expérimental

### 1.6.1 Préparation de l'échantillon

L'échantillon est déposé sur un porte-échantillon cylindrique en laiton. Il en est isolé électriquement par une mince feuille de Kapton. Pour faire les connexions aux différents contacts, on utilise un appareil, le poste de micro-soudure, avec lequel on peut contacter une toute petite surface (par exemple 300 par 500  $\mu\text{m}$ ) à l'aide de fils d'or très minces (diamètre de 0.0007 pouce). L'autre bout des fils est connecté à de petites tiges de cuivre elles aussi isolées électriquement du cylindre. Ces tiges peuvent ensuite facilement être raccordées à des fils plus facilement manipulables. Le porte-échantillon est monté sur une canne conçue pour permettre l'éclairement de l'échantillon à basse température. Cette canne est insérée dans un cryostat permettant de placer l'échantillon au centre d'une bobine supraconductrice.

En raison de la proximité des grilles, une faible différence de tension entre deux grilles voisines entraîne un champ électrique important. Par exemple une tension de 1 V sur une distance de 300 nm produit un champ supérieur à 3 000 000 V/m. Dans ce contexte, il faut faire très attention lors des différentes manipulations pour éviter la présence de différences de potentiel indésirables entre les parties critiques de la structure. Il faut en particulier veiller à éviter toute possibilité de décharge électrostatique (voir annexe 2).

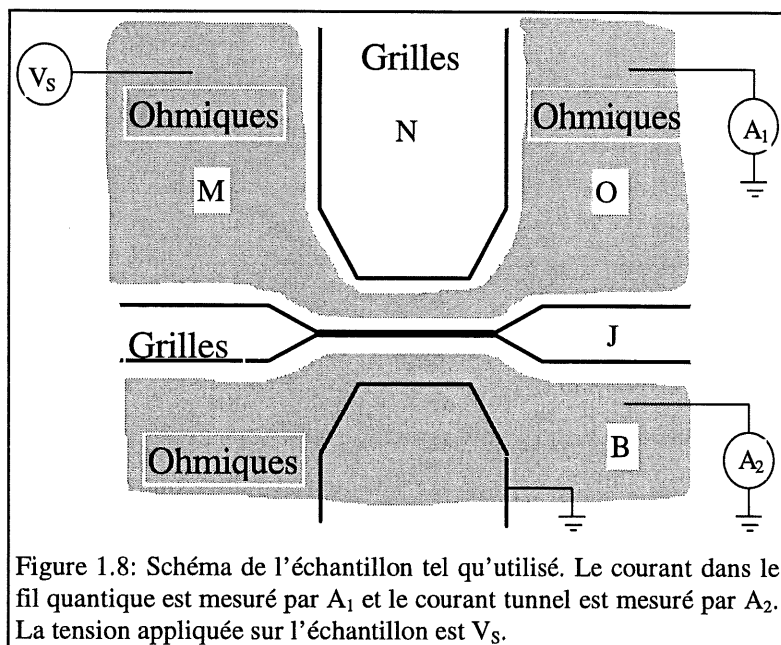
### 1.6.2 Montage expérimental pour la caractérisation

Nous voulons observer le comportement en transport des dispositifs sous fort champ magnétique et à très basse température. Ce type de mesure donne d'importantes informations sur les propriétés de la structure. La canne, portant l'échantillon à son extrémité, est insérée



dans le cryostat. Ce dernier est composé de deux chambres de refroidissement; la première à l'azote liquide et la seconde à l'hélium liquide. Le cryostat renferme aussi la bobine supraconductrice qui permet d'atteindre un champ magnétique de 16 T à 2K.

Les mesures de transport se font par une méthode classique de mesure à deux pointes. Comme les signaux récoltés sont très petits, on utilise la détection synchrone pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible. De plus, on veut effectuer deux mesures en même temps: le courant qui passe dans le fil quantique  $I_{MO}$  et celui qui s'en échappe (courant tunnel)  $I_{MB}$ . On prend les deux mesures en parallèle avec deux détecteurs synchrones. La figure 1.8 schématise le dispositif ainsi que les mesures prises. Le confinement latéral des électrons est obtenu en appliquant une tension continue sur les grilles ( $V_J$ ,  $V_N$  ou  $V_D$ ). La configuration la plus habituelle consiste à mesurer le courant passant dans la structure en fonction de la tension appliquée sur les grilles. En général, les mesures ont été faites avec une tension appliquée sur l'échantillon d'amplitude constante (100  $\mu$ V) et dont la fréquence est de 11 Hz. Le circuit d'alimentation était construit de telle façon qu'une faible tension continue (de l'ordre de 100  $\mu$ V) pouvait être superposée à la tension alternative. La présence de cette tension devra être



considérée lors de l'analyse des résultats obtenus sous différentes polarités du champ magnétique qui seront présentés à la section 3.3.1.

Les trois grilles pouvant être contrôlées séparément, on peut aussi appliquer une tension fixe sur l'une des grilles et mesurer l'effet sur les courants (courant dans le fil quantique et courant

tunnel passant à travers la barrière de potentiel d'un côté du fil) causé par la variation de la tension de l'autre grille. Cette tension fixe est appliquée par un potentiomètre alimenté par une pile.

# Chapitre 2

## Notions théoriques

Les systèmes à dimensionalité réduite sont étudiés depuis quelques décennies. Dans ce type de structure, le mouvement des électrons ne peut être décrit classiquement. Lorsque l'électron est confiné dans un espace restreint, c'est le comportement de sa fonction d'onde qui importe. Les phénomènes d'interférence et d'effet tunnel prennent alors toute leur importance. De plus, seules certaines énergies sont permises ce qui implique une structure non-monotone dans la densité d'états. Tous ces phénomènes réfèrent au comportement des électrons dans le régime quantique. Lorsque les électrons peuvent être décrits comme une onde, on peut penser à réaliser des dispositifs électroniques analogues à ceux utilisés en optique. Par exemple, on peut obtenir des guides d'onde électroniques en confinant les électrons selon un canal étroit (fil quantique). En rapprochant deux de ces fils quantiques de telle manière qu'il y ait un couplage entre eux, on peut également penser obtenir l'analogue d'un coupleur directionnel en optique, sujet dont on traite à la section 2.4.

Dans ce chapitre, on établit ce qu'est un système mésoscopique et on décrit les différents régimes de transport des électrons. Ensuite, on étudie l'effet de différents confinements des porteurs. Puis, on aborde d'une façon plus spécifique le transport 1D. Finalement, on étudie les interactions entre des états 1D-2D et 1D-1D.

### 2.1 Systèmes mésoscopiques

Le régime mésoscopique est intermédiaire entre le cas microscopique (un ou quelques électrons) et le cas macroscopique (très nombreux atomes ou électrons). Les nanostructures à

base de semiconducteurs dont il est question ici constituent des systèmes mésoscopiques, où les effets de confinement, de cohérence et d'interférence des fonctions d'onde électroniques jouent un rôle essentiel dans les propriétés physiques. Lorsque les dimensions de l'échantillon sont plus faibles que le libre parcours moyen, le nombre de diffusions est très petit. Les électrons peuvent conserver leur phase sur des distances de plusieurs micromètres. Cette caractéristique a d'importantes conséquences sur les propriétés de conduction. En particulier, les propriétés électriques deviennent non locales car il n'y a pas de processus de remise à l'équilibre sur toute la surface de l'échantillon. À moins d'indication contraire, les fondements théoriques présentés dans ce chapitre sont inspirés de la revue présentée par Beenakker et Van Houten<sup>15</sup>.

On peut identifier deux régimes de transport des électrons: le régime diffusif et le régime balistique. Ils ont chacun leurs caractéristiques propres et se révèlent dans des conditions bien différentes. Pour bien cerner ces deux régimes, on doit d'abord décrire les deux grandes catégories de collisions présentes dans un semiconducteur soit les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Les premières impliquent généralement un électron avec un ion; la masse de l'ion étant considérée infinie par rapport à celle de l'électron. Dans ce type de diffusion, l'énergie et la grandeur de la quantité de mouvement sont conservées mais la direction du déplacement de l'électron peut changer. L'angle de diffusion est isotrope ce qui implique que la direction de la quantité de mouvement tend à devenir aléatoire après un certain nombre de collisions. Le temps de diffusion élastique dépend de la concentration d'impuretés ainsi que de la position de ces dernières par rapport aux électrons. En effet, comme on travaille avec un gaz d'électrons bidimensionnel, l'éloignement de la couche de dopant par la couche d'espacement dans l'hétérostructure permet de diminuer le taux de diffusions élastiques. Au contraire, pour une diffusion inélastique, l'énergie et la quantité de mouvement ne sont pas conservées. Les collisions électron-électron ainsi que électron-phonon appartiennent à cette catégorie. Le taux de diffusion inélastique est principalement déterminé par la température.

Dans le régime balistique, les longueurs de diffusion caractéristiques sont données par:

$$l_e = v_F \tau_e \quad 2.1$$

$$l_\phi = v_F \tau_\phi$$

où  $l_e$  est la longueur de diffusion élastique,  $v_F$  est la vitesse des électrons au niveau de Fermi,  $\tau_e$  est le temps entre deux collisions élastiques et de même pour  $l_\phi$  la longueur de diffusion inélastique.

La longueur de cohérence est la distance sur laquelle l'électron conserve sa phase. Une collision élastique n'affecte pas la phase tandis qu'une diffusion inélastique la détruit. Si les dimensions de l'échantillon sont inférieures à la longueur de diffusion inélastique, l'échantillon est cohérent sur toute sa surface. Dans ce cas, la conduction devient sensible à la position précise des centres de diffusion élastique car une distribution donnée d'impuretés conduit à des effets d'interférence qui lui sont particuliers. Ces variations des propriétés de conduction d'une configuration d'impuretés à une autre (donc d'un échantillon à l'autre) sont appelées fluctuations universelles de conductance. La valeur RMS de ces fluctuations est

$$\delta G_{RMS} = \frac{e^2}{h} \equiv \frac{1}{25812\Omega} \quad 2.2$$

Ces fluctuations peuvent être mises en évidence dans des structures contenant un nombre suffisamment faible d'impuretés et à des température suffisamment basse pour que les moyennes statistique et thermique ne décrivent plus correctement le comportement de la conduction.

Différents régimes de transport peuvent être définis dans le cas où  $l_\phi \gg W, L$

transport diffusif  $l_e \ll l_\phi$

transport semi-balistique  $l_e \approx W, L$

transport balistique

$$l_e \gg W, L$$

où  $W$  est la largeur de l'échantillon et  $L$  est sa longueur. Dans le transport balistique, il n'y a pas de collision sauf les réflexions spéculaires sur les parois.

## 2.2 Effet d'un confinement

### 2.2.1 Confinement spatial

Le premier confinement subi par les électrons est celui dû à l'hétérostructure. Ils sont confinés par le puits de potentiel selon l'axe de croissance. Leur mouvement dans la direction perpendiculaire aux couches est limité à quelques nanomètres (2-3 nm). C'est inférieur à la longueur d'onde au niveau de Fermi des électrons dans une hétérostructure qui est typiquement de 50 nm. La différence d'énergie entre le niveau de Fermi et la deuxième sous-bande ( $E_1 < E_F < E_2$ ) est plus grande que l'énergie thermique ce qui implique qu'il n'y a que le premier niveau d'énergie du puits qui est peuplé. La figure 2.0a représente la densité d'état 2D associée à une telle structure.

Pour un gaz d'électrons bi-dimensionnel, la densité d'états est indépendante de l'énergie. Pour chaque sous-bande, on a

$$\rho(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad 2.3$$

où  $m^*$  est la masse électronique effective dans le semiconducteur.

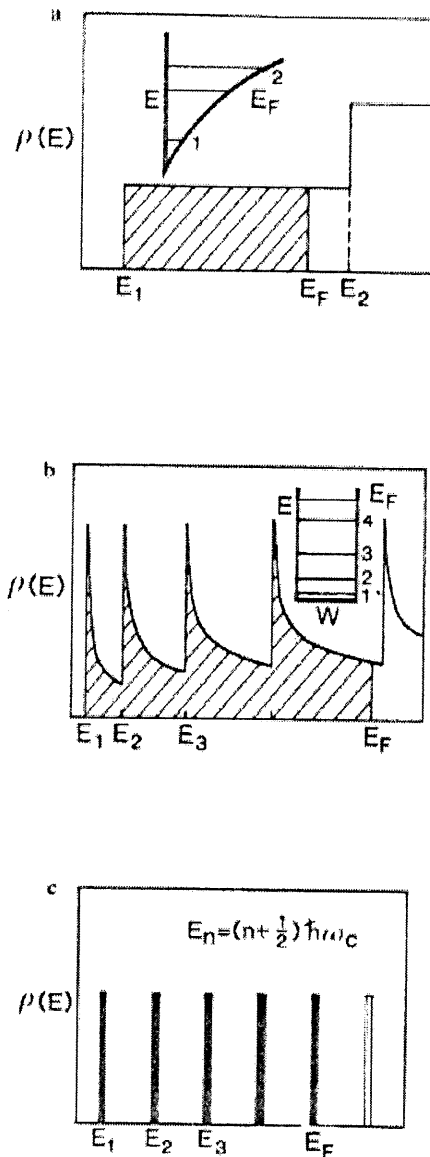


Figure 2.0 Effet de différents confinement. a) gaz d'électrons 2D à l'interface d'une hétérojonction b) gaz d'électrons 1D dans un fil quantique c) niveaux de Landau dans un GE2D. [Beenakker 91]

### 2.2.2 Confinement électrostatique

Lorsqu'un potentiel supplémentaire,  $V(x)$ , est appliqué à l'aide de grilles de forme et de dimensions adéquates, on confine le gaz d'électrons bidimensionnel dans une direction supplémentaire. Ce confinement latéral permet d'obtenir un guide d'onde électronique ou fil quantique. Dans ce cas, la densité d'états 1D s'exprime comme

$$\rho(E) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2 E}} \quad 2.4$$

L'unique sous-bande 2D peuplée est séparée en sous-bande 1D. La densité d'états 1D est représentée à la figure 2.0b. L'énergie de chaque sous-bande est donnée par

$$E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad 2.5$$

où  $E_n = (n\pi\hbar)^2 / 2mW^2$  pour un potentiel carré de largeur  $W$  et  $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_0$  pour un potentiel harmonique de la forme  $V(x) = \frac{1}{2}m\omega_0^2 x^2$ .

La conduction dans un guide d'onde électronique est quantifiée. On peut comprendre ce phénomène de la façon suivante. Chaque sous-bande 1D est un canal de conduction qui transporte un courant. Pour chaque sous-bande, on a une conductance donnée par

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad 2.6$$

En effet, on a, pour une sous-bande  $n$ , un courant

$$I_n = \rho_n v_n \quad 2.7$$

où  $\rho_n$  est la densité d'états au niveau de Fermi et  $v_n$  est la vitesse des électrons au niveau de Fermi. On a aussi que, en une dimension,

$$v_n(k) = \frac{dE_n(k)}{\hbar dk} \quad 2.8$$

$$\rho_n(k) = \left( \pi \frac{dE_n(k)}{dk} \right)^{-1} \quad 2.9$$

On voit que les termes  $\frac{dE_n(k)}{dk}$  se compensent dans l'équation 2.7. Par conséquent, la conductance prend une valeur constante indépendante de la forme détaillée de la relation de dispersion  $E(k)$ .

### 2.2.3 Confinement magnétique

Lorsqu'un GE2D est soumis à un champ magnétique perpendiculaire à son plan de confinement, le spectre d'énergie des électrons devient complètement discret. En raison de la force de Lorentz, un mouvement de translation devient un mouvement circulaire dont le rayon dépend de l'énergie ainsi que du champ magnétique. Les électrons ont alors une énergie cyclotron définie par

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \quad 2.10$$

où  $\omega_c = eB/m^*$  et  $n$  est un nombre quantique numérotant les niveaux de Landau. Le nombre d'états dans chaque niveau de Landau est le même et varie avec le champ. Une augmentation du champ augmente la dégénérescence de chaque niveau ainsi que la séparation en énergie. À



mesure que le champ augmente, les niveaux supérieurs passent à travers le niveau de Fermi et se dépeuplent graduellement. La dégénérescence des niveaux est donnée par

$$\eta = \frac{eB}{h} L_x L_y \quad 2.11$$

où  $L_x$  et  $L_y$  sont les dimensions du gaz d'électrons 2D tandis que le facteur de remplissage des niveaux de Landau, dans le cas dégénéré en spin, est donné par

$$\nu = \frac{h}{eB} N_s \quad 2.12$$

où  $N_s$  est la densité d'états par unité de surface. La densité d'états,  $\rho(E)$ , en fonction de l'énergie est illustrée à la figure 2.0c. Dans le cas idéal,  $\rho(E)$  est constituée par une série de pics (fonctions delta). En pratique, à cause des fluctuations de potentiel, ces pics possèdent une largeur finie. Si la température est suffisamment basse, des électrons peuvent être piégés dans ces fluctuations de potentiel. Les états électroniques associés, situés dans les queues des niveaux de Landau, ne peuvent alors participer à la conduction.

Quand le champ magnétique est tel que le niveau de Fermi se trouve dans ces états localisés, il n'y a plus de diffusion. Dans ce cas,  $\rho_{xx} = 0$  et  $\sigma_{xx} = 0$  et on observe alors un plateau dans la résistivité de Hall (effet Hall quantique).  $\rho_{xy}$  prend des valeurs quantifiées données par

$$\rho_{xy} = \frac{h}{ie^2} \quad 2.13$$

où  $i$  est le nombre de niveaux de Landau sous le niveau de Fermi. Plus il y a de désordre, plus il y a d'états localisés, plus c'est facile d'observer l'effet Hall quantique (dans la mesure où il reste des états délocalisés).

L'effet Shubnikov-de Haas est aussi une conséquence de la forme de la densité d'états. À mesure que le champ augmente, les niveaux de Landau défilent à travers le niveau de Fermi. Il y a un maximum de diffusion au niveau de Fermi lorsque le maximum de densité d'états s'y trouve. Un maximum de diffusion est associé à un maximum de  $\rho_{xx}$  et  $\sigma_{xx}$ . On observe donc

des oscillations dans la résistivité à mesure que le champ magnétique varie. Ces oscillations sont périodiques en  $1/B$ ; et leur périodicité est donnée par

$$\Delta \frac{1}{B} = \frac{\hbar e}{m^* E_F} \quad 2.14$$

ce qui, pour le cas 2D, implique que

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F = \frac{e}{\pi \hbar} \left( \Delta \frac{1}{B} \right)^{-1} \quad 2.15$$

A partir de la période en  $1/B$  des oscillations, on peut donc obtenir la densité de porteurs<sup>16</sup> d'un gaz 2D. La figure 2.1 présente des courbes expérimentales d'effet Hall quantique et d'effet Shubnikov-de Haas obtenues par Paalanen et al.<sup>17</sup>

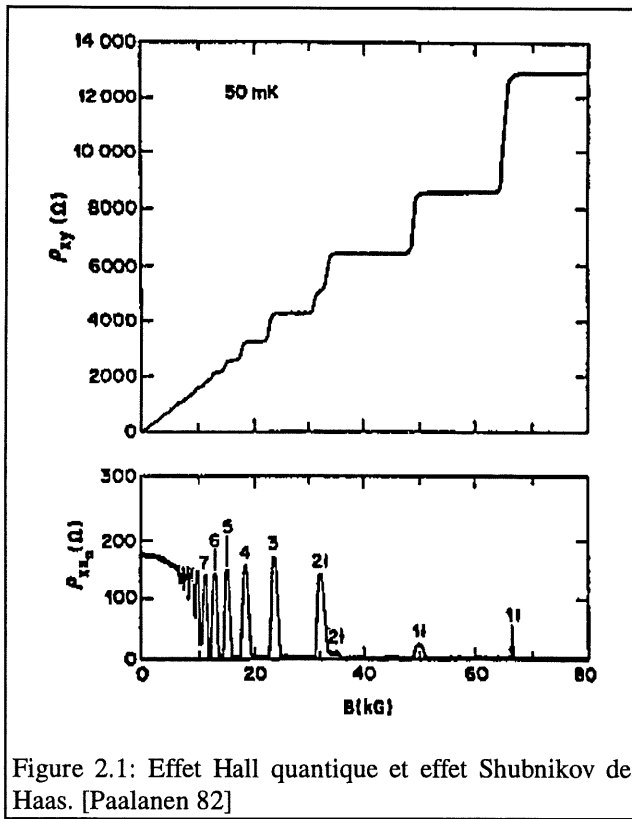


Figure 2.1: Effet Hall quantique et effet Shubnikov de Haas. [Paalanen 82]

#### 2.2.4 Confinements électrique et magnétique combinés

Le confinement latéral d'un GE2D entraîne l'apparition de sous-bandes 1D. Le nombre de sous-bandes occupées peut être modifié en faisant varier l'énergie de Fermi ou la largeur du fil quantique. En effet, la diminution de la largeur effective implique un espacement plus grand entre les niveaux ce qui conduit à une dépopulation des niveaux supérieurs. L'application d'un champ magnétique assez fort pour obtenir

la quantification en niveaux de Landau implique elle aussi une dépopulation des niveaux à mesure que le champ augmente. Pour un champ magnétique faible (dans le cas où l'orbite des électrons a un diamètre supérieur à largeur du fil quantique), il y a formation de sous-bandes magnéto-électriques. Pour ces dernières, la dépopulation en fonction du champ magnétique

s'effectue plus lentement que pour les niveaux de Landau. Cette différence peut être mise en évidence en étudiant les oscillations Shubnikov-de Haas. La dépopulation moins rapide des niveaux implique la perte de la périodicité en  $1/B$ .

Voyons maintenant la représentation mathématique de l'effet d'un champ magnétique sur un guide d'onde électronique.

Dans la jauge de Landau où  $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ ,  $\vec{B} = (0, 0, B)$ , on a, pour un GE2D,

$$H = \frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} \quad 2.16$$

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2$$

où  $x_0 = -p_y / eB$  et  $\omega_c = eB/m^*$ . L'effet du champ  $B$  peut être associé à un oscillateur harmonique de centre

$$x_0 = -\hbar k_y / eB \quad 2.17$$

car l'opérateur quantité de mouvement  $p_y$  commute avec l'hamiltonien et on peut le remplacer par sa valeur propre  $\hbar k_y$ . L'énergie propre correspond à un état fortement dégénéré car elle ne dépend pas de  $k_y$ .

L'application d'un potentiel de confinement harmonique selon  $x$  défini par

$$V(x) = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 x^2 \quad 2.18$$

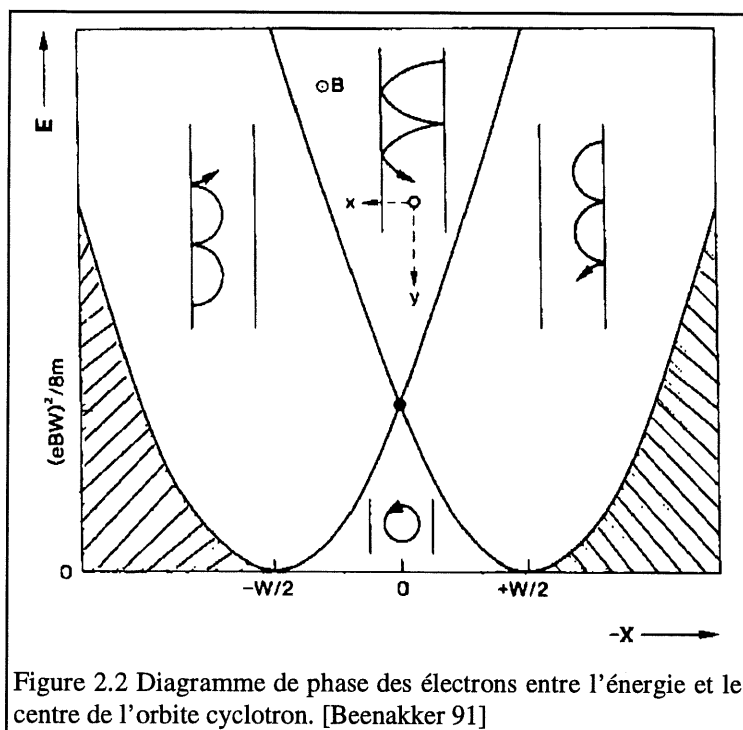
transforme l'hamiltonien, après réarrangement, en

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega^2}{2} (x - \bar{x}_0)^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2M} \quad 2.19$$

où  $\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_0^2$ ,  $\bar{x}_0 = \omega_c^2 / \omega^2 x_0$  et  $M = m^* (\omega^2 / \omega_0^2)$

La dégénérescence sur  $k_y$  est levée: il y a une dispersion selon  $y$  (le long du fil).

D'une façon analogue, un potentiel de confinement carré fait apparaître les sous-bandes 1D. On peut raisonner le problème classiquement de la façon suivante.

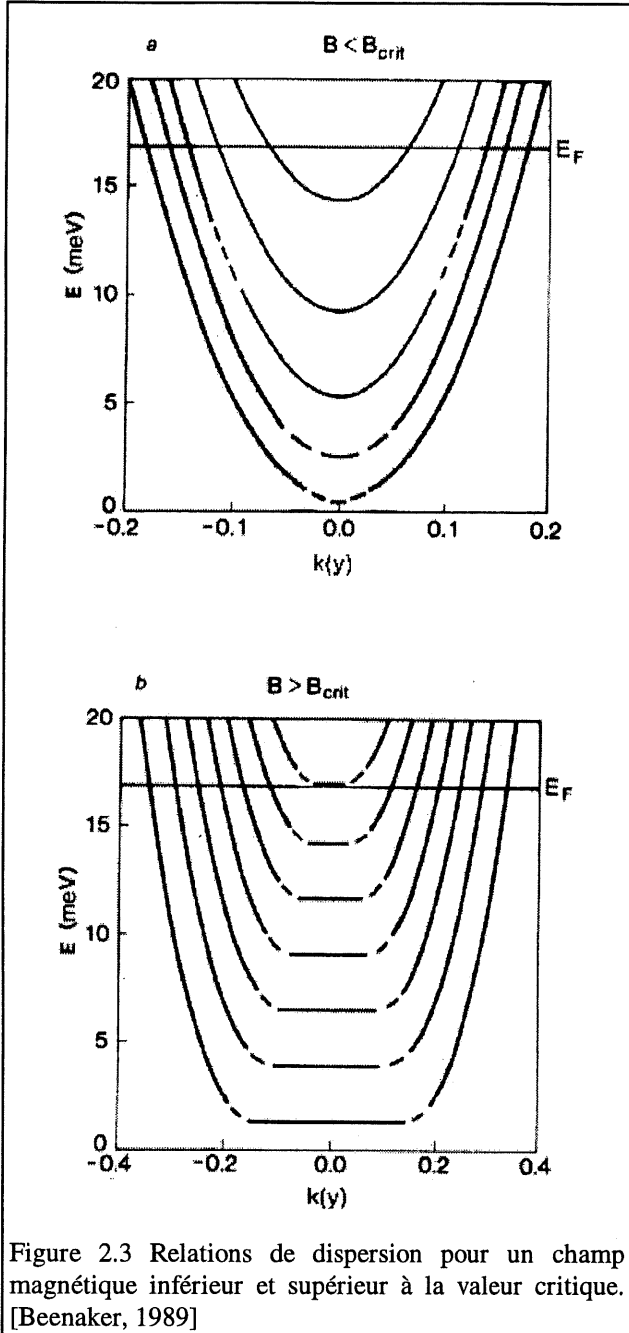


On peut identifier trois types de mouvement pour les électrons dans ce genre de situation selon la position du centre de l'orbite cyclotron ainsi que la grandeur du rayon cyclotron. Dans le cas où le diamètre de l'orbite cyclotron est inférieur à la largeur du canal ( $W$ ), il y a deux possibilités. Si l'orbite est centrée par rapport au canal, il n'y a pas d'interaction avec les parois: c'est une orbite cyclotron associée au niveau de Landau.

Dans ce cas, la vitesse de groupe est nulle. Si l'orbite est près d'une paroi, il y a interaction avec le potentiel de confinement: ce sont les orbites sauteuses (*skipping orbits*). Dans ce cas, la coordonnée  $x_0$  (le centre de l'orbite) est une constante du mouvement tandis que la vitesse de groupe en  $y$  est constante. Les orbites sauteuses sont associées aux états de bord (*edge states*). On peut associer un canal de conduction aux états de bord de chaque sous-bande. Les états de bord associés à des parois opposées vont dans des directions opposées. Finalement, dans le cas où le diamètre de l'orbite est supérieur à la largeur du canal, les électrons interagissent avec les deux parois et décrivent des trajectoires associées aux sous-bandes magnéto-électriques<sup>18</sup>. La vitesse de groupe des électrons de conduction (électrons au niveau de Fermi) dans ces sous-bandes est non-nulle. La figure 2.2 schématise bien les domaines sur lesquels s'appliquent ces différents types d'orbites. Le champ critique  $B_c$ , au-delà duquel il y a des électrons pour lesquels il n'y a plus de collisions avec les deux parois est donné par

$$B_c = \frac{2\hbar k_F}{eW}$$

2.20



La figure 2.3 présente la différence entre les relations de dispersion pour un champ magnétique inférieur et supérieur au champ critique.

Il est important de mentionner qu'il y a une correspondance biunivoque entre les niveaux de Landau et les sous-bandes 1D. L'augmentation graduelle du champ magnétique agrandit la séparation en énergie entre les différentes sous-bandes 1D et les fait passer au régime de quantification en niveaux de Landau. De plus, pour un nombre d'électrons constant, l'augmentation du champ magnétique entraîne un accroissement de la population des différentes sous-bandes, ce qui rend les structures plus faciles à observer (plus de diffusions dans une seule sous-bande). À faible champ, la conduction se fait par les sous-bandes magnéto-électriques. Chaque sous-bande possède la même conductance ( $2e^2/h$ ). Par contre, à fort champ, ce sont les états de bord qui conduisent le courant.

La quantification de la conductance est associée dans ce cas à l'effet Hall quantique. Encore une fois, chaque canal de conduction possède la même conductance ( $2e^2/h$ ). La quantification

de la conductance dépend uniquement du nombre de sous-bandes peuplées; que ces dernières soient d'origine magnétique ou électrique importe peu.

## 2.3 Transport 1D

### 2.3.1 Quantification de la conductance dans un point de contact quantique

La conduction dans une structure quasi 1D a été étudiée expérimentalement par van Wees et al.<sup>19</sup> en 1988. Leurs résultats expérimentaux sont présentés à la figure 2.4. Ces courbes sont obtenues pour un point de contact quantique (que l'on peut considérer comme un fil quantique très court) après soustraction de la résistance série. On observe clairement la quantification de la conductance en unités de  $e^2/\pi\hbar$ . Il s'agit de la première observation expérimentale de la quantification de la conductance dans un système mésoscopique. On peut aussi noter que la résistance finie dans ce genre de structure ne provient pas de la conductance du fil lui-même mais bien de la résistance de contact associée au couplage avec les réservoirs d'électrons 2D à l'entrée et à la sortie.

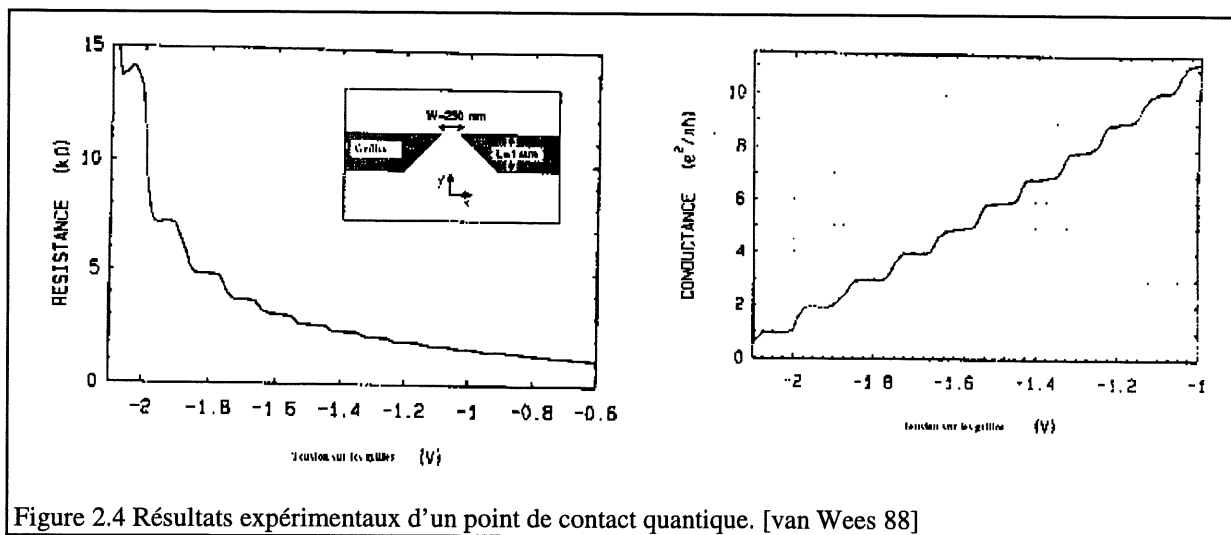


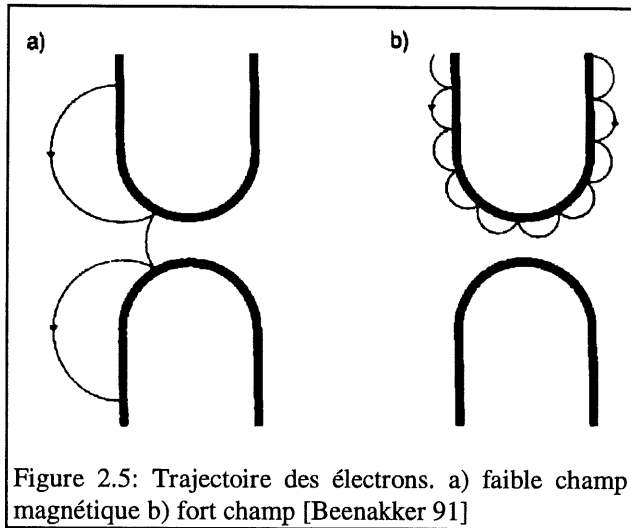
Figure 2.4 Résultats expérimentaux d'un point de contact quantique. [van Wees 88]

Comme on l'a vu précédemment, le transport dans un fil quantique s'effectue par des canaux de conduction dont la conductance possède une valeur quantifiée. La présence des deux

potentiels de confinement entraîne la levée de la dégénérescence en  $k_y$ ; seules certaines valeurs de  $k_x$  sont permises. Dans un simple fil quantique, si les contacts sont idéaux, il y a une équipartition du courant entre toutes les sous-bandes. En effet, toutes les sous-bandes occupées ont la même contribution au courant, leur conductance étant identique. Si les contacts ne sont pas idéaux et sont hors d'équilibre, ils peuvent peupler préférentiellement certains canaux. Alors, le courant transporté par les différents canaux ne sera plus le même.

### 2.3.2 Transport par états de bord et effet de la direction du champ

Le champ magnétique a aussi un effet important sur la résistance d'entrée d'un fil quantique. D'abord, il réduit le nombre d'électrons rétrodiffusés à l'entrée du fil étant donné que les électrons se déplacent par états de bord qui longent les grilles. La figure 2.5 illustre bien cette réduction de la résistance d'entrée du fil quantique due au champ. De plus, l'application du

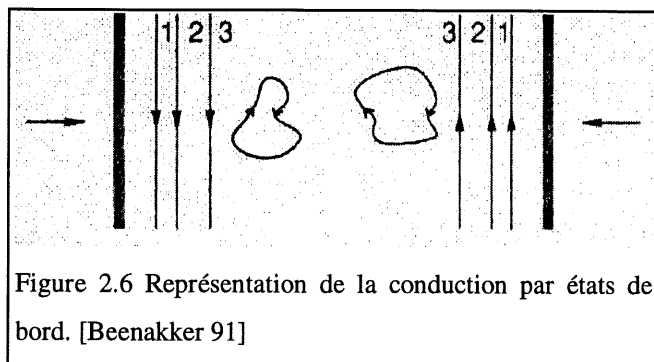


champ augmente la séparation en énergie entre les sous-bandes. Le gap énergétique à traverser pour pouvoir interagir est ainsi plus grand, ce qui diminue évidemment les possibilités de couplage.

Le centre de l'orbite se déplace selon les équipotentiels à l'intérieur du guide d'onde; il est relié à l'énergie selon l'équation 2.17. Dans le cas d'un champ

assez fort pour que la conduction s'effectue par les états de bord, l'extension latérale de la fonction d'onde électronique est de l'ordre du rayon cyclotron à l'énergie de Fermi. Les électrons ont moins de chance d'interagir avec les impuretés. De plus, on a une relation entre l'énergie d'un canal de conduction et sa position spatiale dans le guide d'onde. Les canaux les plus près des parois sont associés aux niveaux de Landau les plus bas.

L'effet Hall quantique est peu sensible aux rétrodiffusions justement à cause de la faible extension spatiale des électrons se déplaçant par états de bord. La figure 2.6 schématise ce phénomène.



Dans une structure asymétrique, la direction du champ magnétique a une grande influence sur le transport. En effet, dans ce cas, la conduction se faisant par états de bord, la trajectoire des électrons se fait en suivant les parois.

Lorsque les conditions sont différentes d'un parcours à l'autre, les propriétés de transport ne peuvent être les mêmes dans une direction ou dans l'autre. Dans ce type de situation, la nature non-idéale des contacts ainsi que les non-uniformités dans le potentiel appliqué (inhomogénéités des grilles) accentuent les différences observées selon la direction du champ.

## 2.4 Structure à double fil quantique

Plusieurs types de dispositifs peuvent servir à observer le caractère 1D des électrons. Dans certains cas, il est très intéressant de voir comment la proximité de deux guides d'onde électroniques modifie le comportement des électrons. En effet, dans ce type de structure où les électrons se trouvent dans le régime quantique, leur comportement est caractérisé par leur nature ondulatoire. La queue de la fonction d'onde électronique peut pénétrer à l'intérieur de la barrière de potentiel sur une certaine distance. Si la barrière est assez mince, il peut y avoir un couplage (effet tunnel) entre les états d'un côté à l'autre de la barrière de potentiel. On peut étudier les interactions entre deux bains d'électrons 2D séparés par une faible barrière de potentiel. De même, si un fil quantique est séparé d'un bain d'électrons 2D par une mince



barrière, on a accès aux interactions 1D-2D. D'autre part, si deux fils quantiques sont très près l'un de l'autre, on peut observer un couplage 1D-1D.

### 2.4.1 Couplage 1D-2D

Le courant tunnel qui fuit à travers la mince barrière bornant un côté d'un fil quantique permet de faire la spectroscopie du guide d'onde électronique<sup>20</sup>. La probabilité d'effet tunnel est maximum quand la densité d'états au niveau de Fermi est la plus grande. Les règles de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie s'appliquent<sup>21</sup>. La quantité de mouvement dans l'axe du fil doit être conservée de part et d'autre de la barrière mais la quantité de mouvement perpendiculaire au fil dépend de l'énergie des électrons.

$$k_{x2D} = \left( \frac{2m^* (E_j + eV_0)}{\hbar^2} \right)^{1/2} \quad 2.22$$

où  $k_{x2D}$  réfère à la quantité de mouvement selon y pour les électrons dans le bain 2D,  $E_j$  est l'énergie des électrons dans la  $j^e$  sous-bande 1D et  $V_0$  est la différence de potentiel entre le fil et le bain d'électrons 2D. La quantité de mouvement des électrons subissant l'effet tunnel<sup>22</sup> est déterminée par le coté 1D. Pour une sous-bande donnée, tous les électrons ont la même probabilité de traverser la barrière. Le courant tunnel présente donc des pics

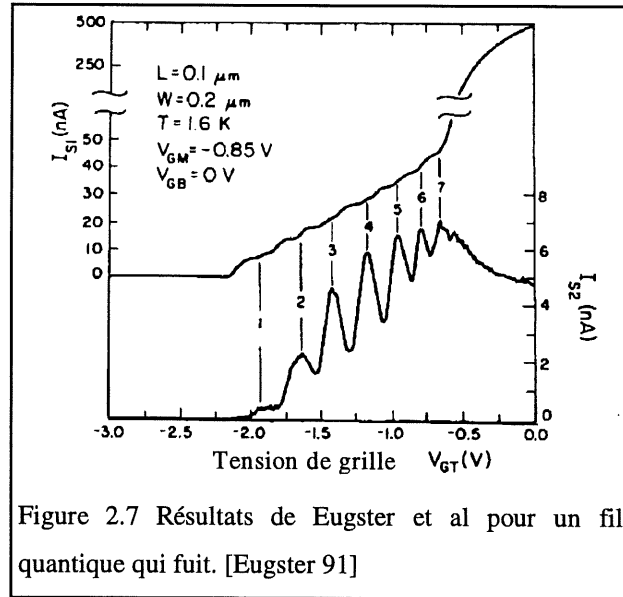


Figure 2.7 Résultats de Eugster et al pour un fil quantique qui fuit. [Eugster 91]

associés aux maximums de densité d'états par rapport au niveau de Fermi. Ces maximums sont associés au début des plateaux dans la conductance du fil. L'équipe de Eugster a obtenu les résultats expérimentaux de la figure 2.7 qui confirment cette explication. Le courant tunnel dépend de la densité d'états 1D ainsi que de la probabilité d'effet tunnel des électrons dans chaque sous-bande.

## 2.4.2 Couplage 1D-1D

Dans deux guides d'ondes séparés par une faible barrière de potentiel, les queues des fonctions d'onde électroniques peuvent interagir. Dans certaines conditions, la modulation de cette barrière permet de faire osciller le paquet d'onde d'un guide à l'autre: c'est l'effet tunnel résonnant. Ce mécanisme peut être mis à profit dans un dispositif inspiré de l'optique, le coupleur directionnel<sup>23</sup> (quantum field-effect directional coupler: QFED). Les électrons se déplaçant balistiquement dans un guide d'onde conservent leur phase à travers tout le guide. Sur toute la longueur du coupleur, l'effet tunnel est cohérent. Les modes excités à la source (entrée du coupleur) sont transférés périodiquement d'un côté ou de l'autre de la barrière. Les mécanismes responsables de ces oscillations dans le courant des deux fils sont les réflexions spéculaires sur la paroi commune des fils, la dépopulation des sous-bandes 1D dans chaque fil et l'interférence quantique de type Fabry-Perot entre les fonctions d'onde des électrons dans les deux fils<sup>24</sup>. La probabilité de transfert dépend de la hauteur de la barrière et de la longueur du coupleur. On peut se servir d'un tel dispositif comme interrupteur de courant contrôlé par une tension; le voltage appliqué sur la grille centrale contrôle le transfert du courant d'un fil à l'autre. Des résultats expérimentaux ont été obtenus par Eugster et al. sur ce type de dispositif. Le courant tunnel entre deux fils quantiques présente un patron caractéristique de maximums et de minimums<sup>25</sup>.

# Chapitre 3

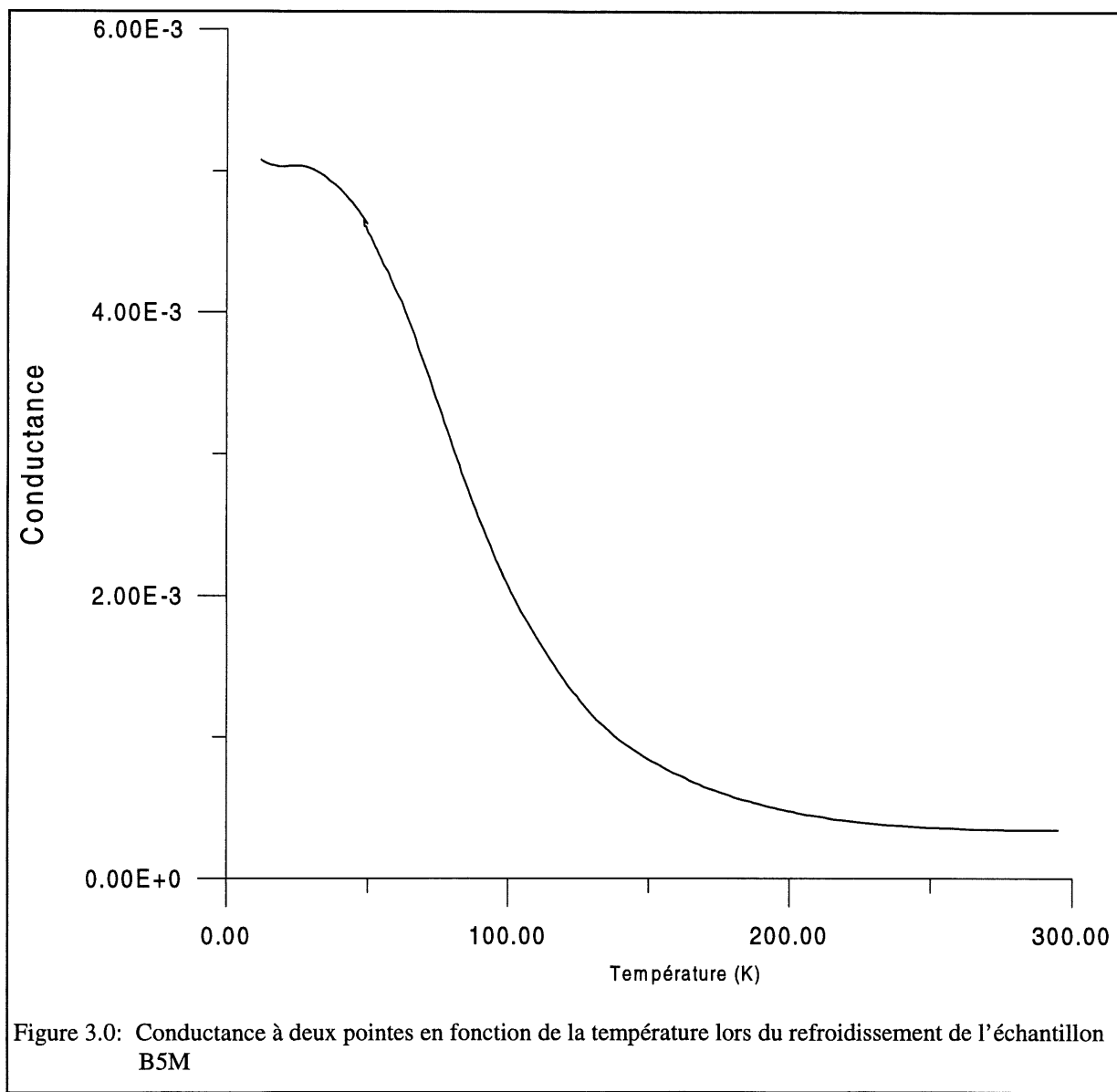
## Résultats et analyse

Deux dispositifs fonctionnels ont été caractérisés. Les deux échantillons proviennent de la même gaufre et étaient contigus sur cette dernière de sorte que les propriétés du matériau sont sensiblement les mêmes pour les deux morceaux. Tous deux ont subi exactement les mêmes étapes de fabrication (simultanément) sauf en ce qui concerne les grilles centrales. La fabrication des grilles (exposition, évaporation, soulèvement) s'est faite indépendamment sur les deux échantillons pour limiter les risques de perte d'un échantillon dans le cas où un problème se serait présenté. Dans ce qui suit, nous allons présenter une caractérisation du matériau dans laquelle on vérifie les propriétés du GE2D. Pour ce faire, des mesures d'effet Hall quantique et d'effet Shubnikov-de Haas ont été effectuées. De plus, nous discutons de l'effet de l'éclairement et des cycles thermiques sur les propriétés de transport du dispositif. Ensuite, on étudie le comportement du dispositif dans différentes situations. Nous vérifions le comportement des grilles et nous observons le courant dans les deux fils quantiques pour différentes conditions. Finalement, on présente nos tentatives de mesures d'effet tunnel à travers la barrière de potentiel d'un côté du fil quantique.

Les deux dispositifs caractérisés ont des grilles centrales dont les largeurs sont  $65\pm 5\text{nm}$  et  $70\pm 5\text{nm}$  respectivement pour B5M et B5N. Les grilles sont donc beaucoup plus larges que celle avec laquelle l'équipe de Eugster a travaillé ( $30\text{nm}$ ). La tension alternative appliquée entre les contacts ohmiques ne doit pas être trop élevée pour éviter l'apparition d'un champ électrique excessif aux bornes du fil, ce qui pourrait conduire à la dégradation du dispositif. On a essayé une gamme de tensions allant de 50 à 500  $\mu\text{V}$ . Les courbes de

magnétoconductance sont identiques pour ces tensions. À moins d'indication contraire, les mesures rapportées ici ont été faites avec une tension d'alimentation de  $100\mu\text{V}_{\text{RMS}}$ .

### 3.1 Caractérisation du matériau



Avant le refroidissement, on vérifie le bon comportement des contacts ohmiques. La résistance combinée des contacts et du GE2D est, en moyenne de  $80\Omega$ . Une courbe typique de la résistance de l'échantillon pendant la descente en température est présentée à la figure 3.0. Cette dernière se fait lentement à raison d'un à deux degrés par minute pour limiter le plus possible les contraintes thermiques dans le matériau. On observe que le changement dans la conductance s'effectue principalement entre 40 et 150 K. Pour les basses températures, la conductance sature ce qui est caractéristique d'un gaz dégénéré d'électrons dont la mobilité est principalement limitée par la diffusion sur des impuretés ionisées.

### 3.1.1 Mobilité et densité de porteurs

On peut obtenir la densité de porteurs du GE2D tant à l'aide de la courbe d'effet Hall quantique que de celle de l'effet Shubnikov-de Haas. Il s'agit de prendre la fréquence en  $1/B$  des plateaux (ou des oscillations) et d'utiliser la formule 2.15. La densité de porteurs avant éclairage sur ce matériau se situe entre  $2.5 \times 10^{11}$  et  $2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  selon l'échantillon et les conditions de descente en température. Pour obtenir la mobilité, on utilise l'équation suivante:

$$\frac{1}{\mu} = ne\rho \quad 3.1$$

On doit d'abord obtenir la résistivité  $\rho$  que l'on calcule à partir de la méthode de van der Pauw<sup>26</sup>.

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} R_0 \quad 3.2$$

où  $R_0$  est la résistance moyenne (mesurée à quatre pointes) entre les différentes paires de contacts. Typiquement, pour ce matériau, on obtient une mobilité de  $320\,000 \text{ cm}^2/\Omega \cdot \text{C}$  avant éclairage. Deux types de manipulations contrôlent la mobilité et la densité de porteurs: les cycles thermiques et l'éclairage.

Tableau 3.1: Effet des traitements

B5M	étape	MEF	ÉC	ÉC	ÉC	ÉL	ÉL	ÉL	CT
	$n_e (*10^{11} \text{cm}^{-2})$	2.7	2.8	2.9	3	4	4	4.2	2.8
	$\mu (*10^5 \text{cm}^2/\Omega\text{C})$	-	-	-	-	-	-	3.3	2.9
B5N	étape	MEF	CT	ÉC	ÉL	reprise	ÉL	ÉL	CT
	$n_e (*10^{11} \text{cm}^{-2})$	2.55	2.6	2.8	4	2.5	4	4	
	$\mu (*10^5 \text{cm}^2/\Omega\text{C})$	-	3.2	3.2	4.3	-	-	4.15	

MEF: mise en froid

ÉC: éclairnement court

CT: cycle thermique

ÉL: éclairnement long

### A. Éclairnement

Une façon de modifier les propriétés électriques d'un échantillon est de l'éclairer dans l'infrarouge proche. L'énergie lumineuse peut exciter certains donneurs ainsi que certains pièges profonds ce qui modifie la densité de porteurs et la mobilité. Cet effet est persistant à basse température, les porteurs n'ont pas tendance à se recombiner avec les impuretés ionisées. Dans nos expériences, l'éclairnement se fait à l'aide d'une diode électroluminescente (DEL) dont l'émission se situe à 850 nm. Dans un premier temps, on essaie des éclairnements courts. Typiquement, on utilise trois impulsions de 0.1 seconde avec la diode alimentée par un courant 30mA. Ensuite, pour atteindre la saturation, on éclaire en continu un minimum de 30 secondes (toujours avec un courant de 30 mA dans la diode). On peut voir sur le tableau 3.1 que les éclairnements courts ont peu d'effet, moins de 7% d'augmentation dans la densité de porteurs tandis qu'un éclairnement long fait augmenter la densité de porteurs de plus de 40%. On a observé que l'échantillon pouvait mettre un certain temps (plus de 20 minutes) à se stabiliser après un éclairnement long. Après avoir éclairé jusqu'à la saturation, on obtient une mobilité de  $430\,000 \text{cm}^2/\Omega\bullet\text{C}$  sur l'échantillon B5N. Les valeurs présentées au tableau 3.1 dépendent directement du traitement subi par l'échantillon.

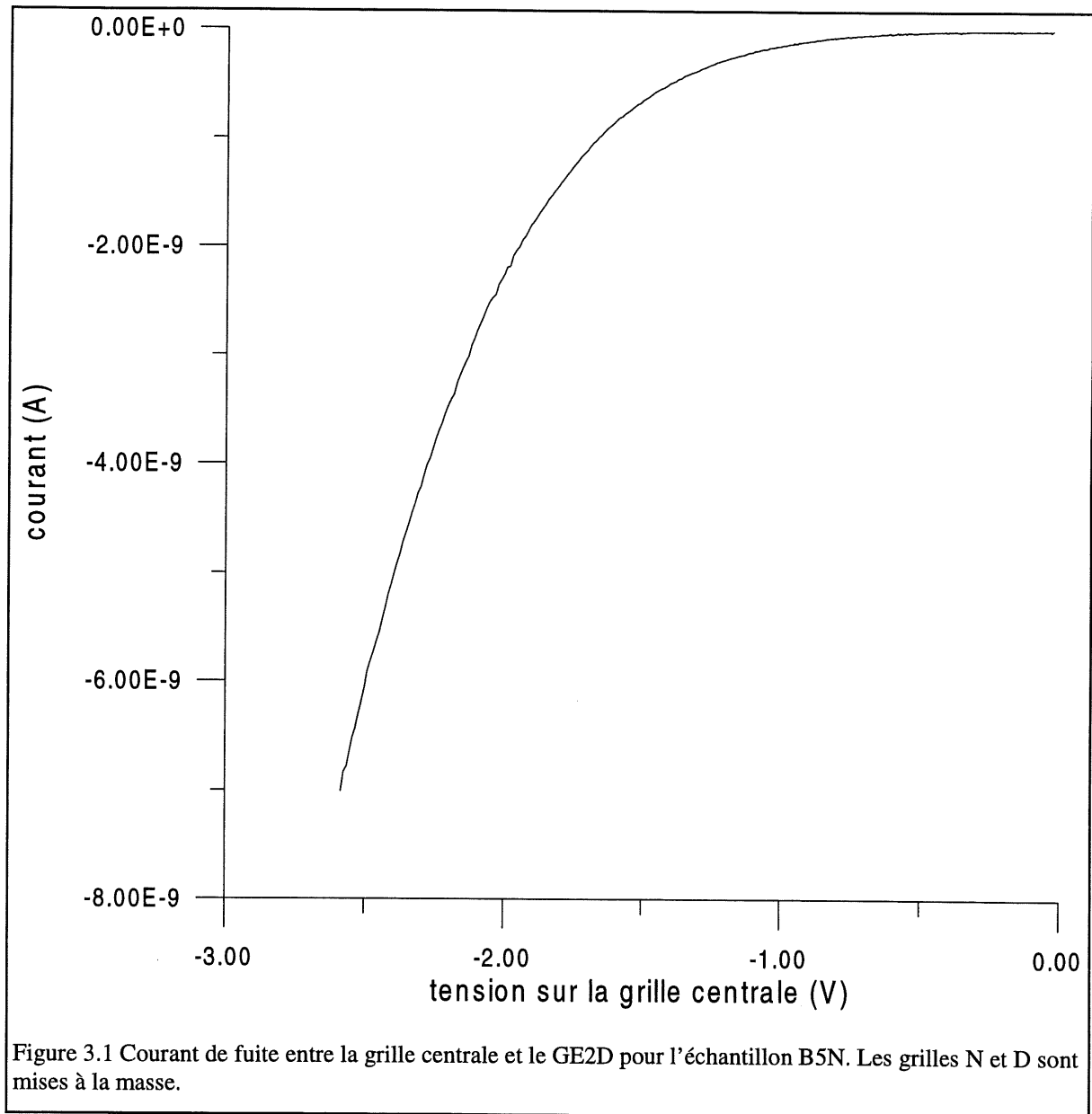
Il faut aussi mentionner que l'éclairement ne provoque pas nécessairement un effet uniforme sur toute la surface de l'échantillon. En effet, dans la zone sensible du dispositif, les grilles métalliques peuvent modifier localement la distribution de la lumière.

## **B. Cycle thermique**

Une caractéristique bien connue des systèmes étudiés réside dans l'observation d'une lente évolution (sur plusieurs heures ou jours) des propriétés électriques d'un échantillon laissé à basse température, attribuée à la relaxation de pièges électroniques dans la structure. Le moyen dont on dispose pour tenter de récupérer les propriétés initiales est de faire un cycle thermique. Le retour d'un échantillon à 200 K permet de libérer les pièges profonds et de « remettre les compteurs à zéro ». D'une façon générale, c'est ce qu'on observe: les conditions de transport (densité de porteurs, mobilité, tension de seuil des grilles) reviennent sensiblement au même niveau après un cycle thermique. Dans certains cas, les propriétés sont même meilleures après un cycle. Par exemple, nous avons obtenu les plateaux de conductance les mieux définis avec l'échantillon B5N lors de la deuxième série de mesure soit après trois cycles thermiques. Même si on considère que notre dispositif est balistique car la longueur de diffusion inélastique est plus grande que la portion sensible de la structure, il est fort possible qu'il y ait des impuretés dans cette zone. Un piège peut être occupé ou pas selon la façon dont s'effectue la descente en température. La configuration d'impureté près du fil détermine ses caractéristiques électriques. Il faut toutefois faire attention avec les cycles thermiques car les contraintes imposées à l'échantillon lorsque la température varie sont importantes. Il y a toujours un risque de détérioration des grilles qui sont très fragiles.

## 3.2 Caractérisation du dispositif

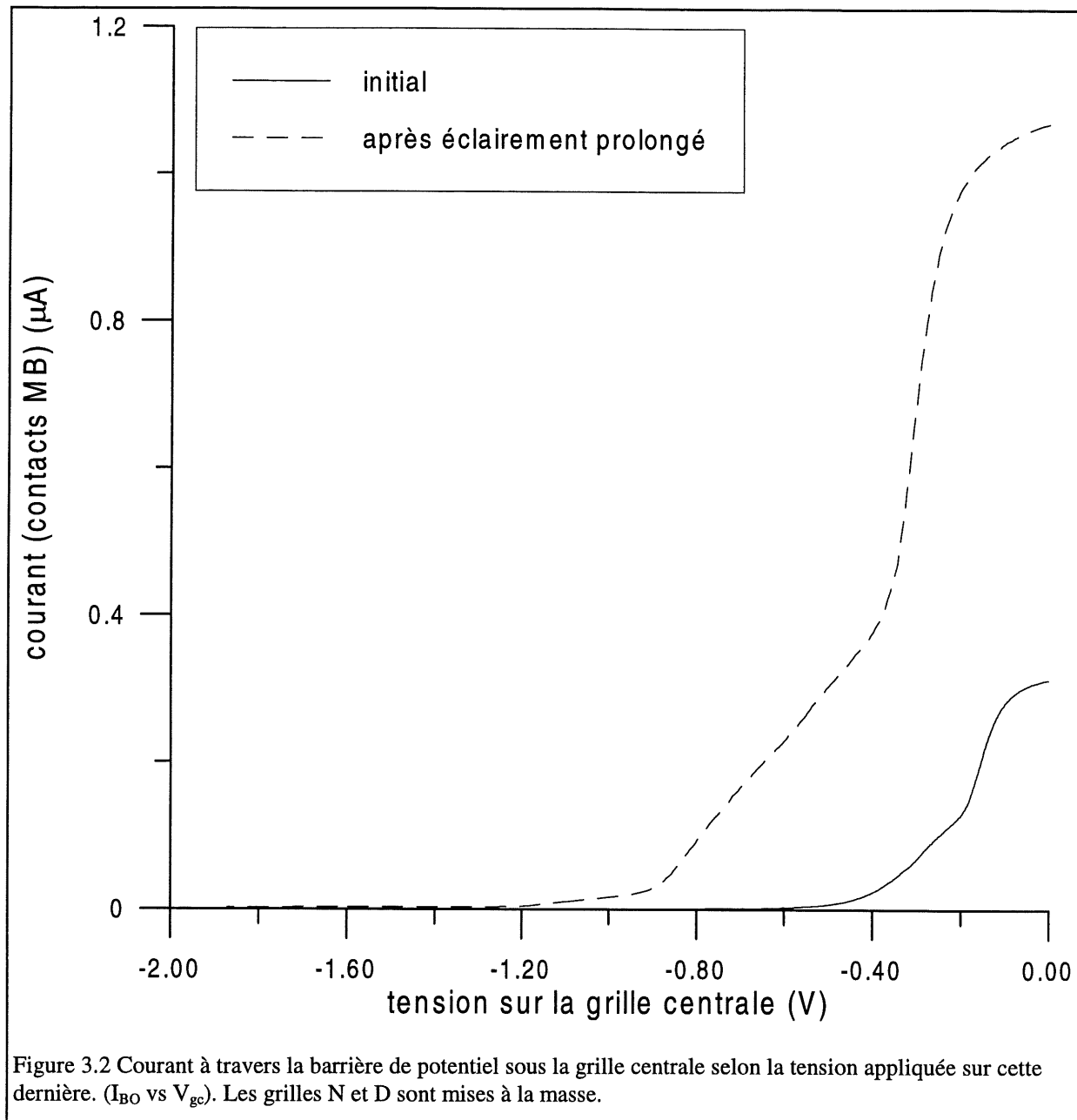
### 3.2.1 Comportement des grilles





Dans un dispositif fonctionnant correctement, il faut que les grilles remplissent efficacement leur rôle de confinement des porteurs. La qualité de la barrière Schottky est importante pour s'assurer qu'il n'y ait pas de courant de fuite important entre les grilles et le GE2D. Si un tel courant apparaissait, une altération importante des propriétés de transport dans le dispositif s'ensuivrait. La figure 3.1 présente le courant passant entre la grille centrale et le GE2D en fonction de la tension appliquée sur les grilles. De plus, pour les tensions auxquelles le reste des mesures sont effectuées, le courant de fuite atteint un maximum de 7nA pour une tension de grille de -2.5V. C'est une valeur très faible donc ce courant de fuite ne nous pose pas de problème lors des manipulations. Ce courant de fuite est relié à l'aire des grilles, à la qualité de l'interface (meilleure barrière de Schottky), à la température et au dopage (intentionnel ou non) du matériau.

Une caractérisation complète des grilles est importante pour situer les différents régimes de transport. Dans ce type de dispositif, la grille centrale atteint un premier seuil lorsque la grille repousse complètement les électrons du GE2D sous la portion large et un deuxième lorsqu'il n'y a plus d'électron sous la partie fine des grilles. Pour le dispositif étudié (B5N), avant éclairage, les seuils sont respectivement de -0.2 V et -0.4 V tandis que pour l'échantillon éclairé, -0.35 V et -0.88V. Comme on veut observer un courant tunnel à travers la grille centrale, il est très important de connaître précisément la tension de seuil à laquelle le courant ne passe plus. Cette tension change selon les différents traitements (éclairages, cycles thermiques) que l'on impose à l'échantillon. La figure 3.2 présente des courbes typiques de l'effet de la tension de grille centrale dans différentes conditions. C'est le courant qui passe à travers la barrière de potentiel imposée par la grille en fonction de la tension appliquée sur cette dernière (courant mesuré par A<sub>2</sub> sur les contacts BO).



### 3.2.2 Fils quantiques

On doit connaître les tensions de seuil pour le fil quantique lui-même. On mesure le courant qui passe dans le fil en fonction de la tension appliquée simultanément sur les deux grilles formant le fil. Dans un premier temps, la tension repousse les électrons sous les grilles. Le

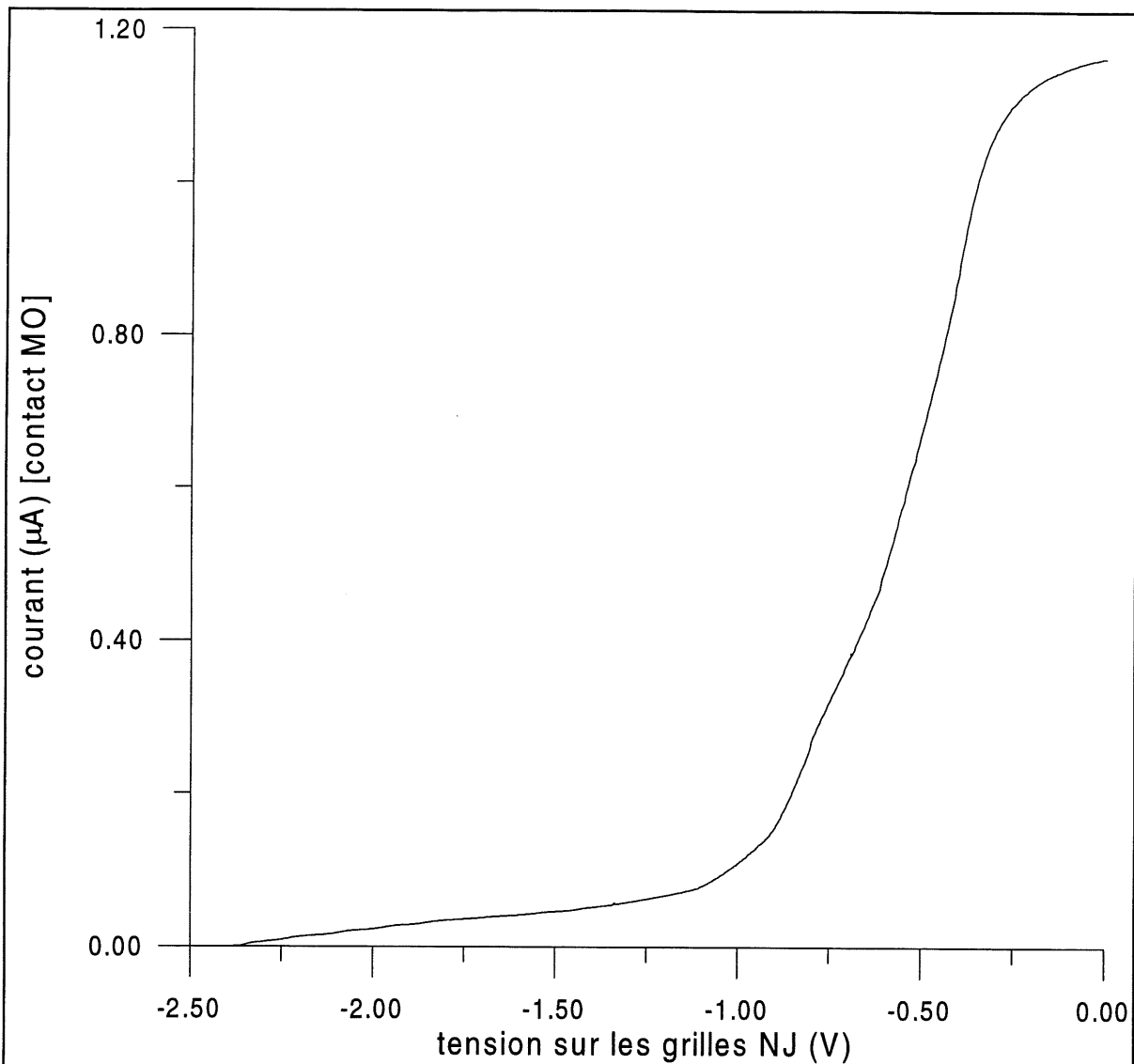


Figure 3.3 Courant dans le fil N.  $B=0$  et  $T=2.1K$ . Grille D mise à la masse.

premier seuil est associé à l'évacuation complète des électrons du GE2D sous les grilles. Le second indique la tension pour lequel le canal est fermé. Le changement de pente sur la figure 3.3 indique bien la différence entre les deux régimes, 2D et 1D. Après éclaircissement, l'échantillon B5N présente ces seuils pour  $-0.9V$  et  $-2.35V$  respectivement.

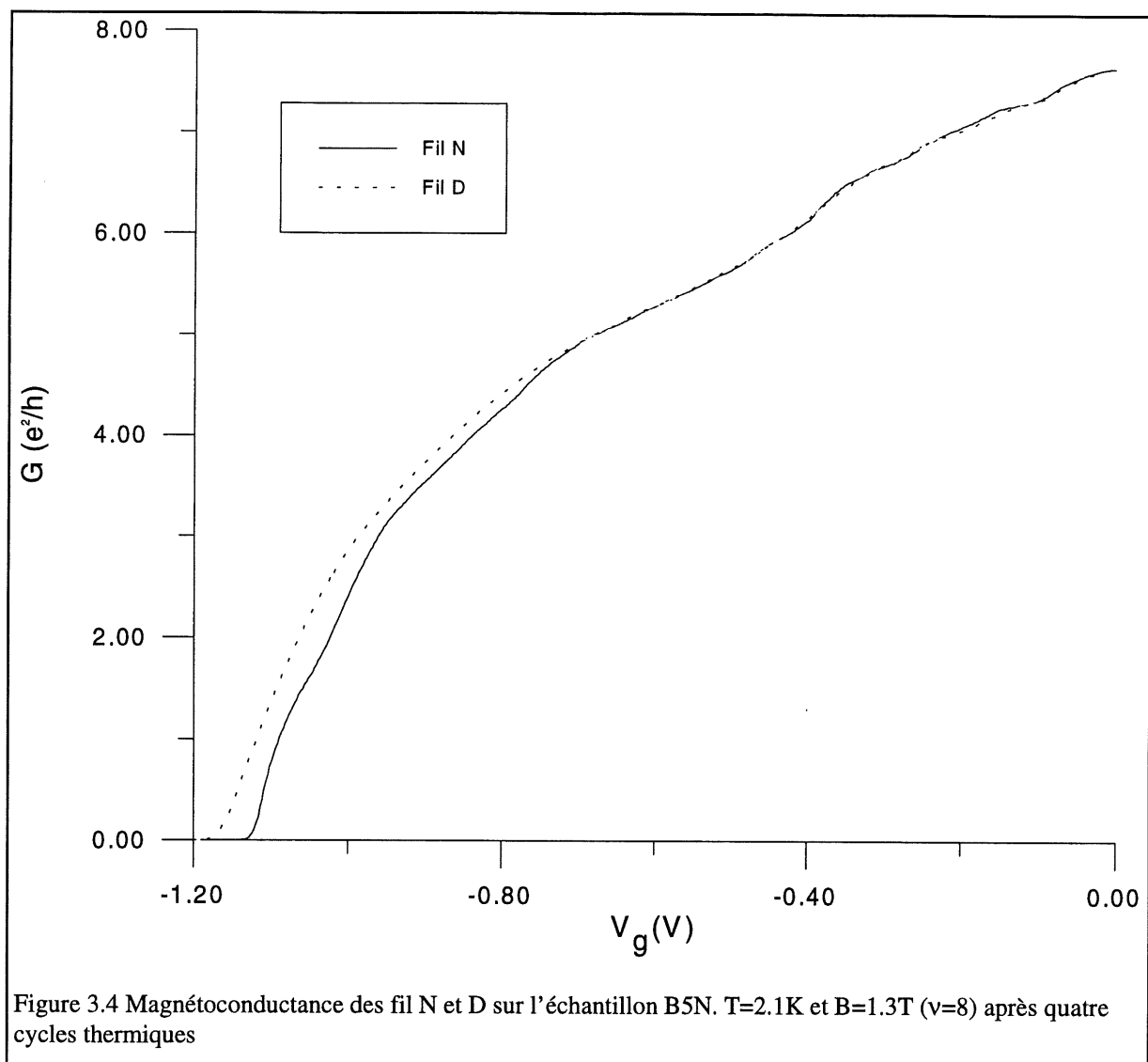
Comme on veut étudier le courant tunnel passant à travers la barrière de potentiel imposée par la grille centrale, on peut comparer les différentes tensions de seuil impliquées dans le problème. Le tableau 3.2 donne ces valeurs. On constate que l'éclaircissement long entraîne une augmentation relative de près de 68% sur la tension de fermeture du fil quantique (tension pour laquelle il n'y a plus de courant dans le fil quantique) tandis que la variation n'est que de 28% sur la tension pour laquelle le courant tunnel (courant passant à travers la barrière de

potentiel) devient nul. Donc même si on augmente la densité de porteurs (par conséquent la clarté des plateaux) en éclairant, on n'arrive pas observer les structures dans le courant tunnel car les seuils ne se déplacent pas de la même façon.

Tableau 3.2: Tensions de seuil

Traîtement	$V_{MB}$ tunnel (V)	$V_{MO}$ fil (V)
Initial	-0.66	-1.11
Éclairement court	-0.76	-1.27
Éclairement long	-0.97	-2.13

Le dispositif comporte deux fils quantiques que l'on peut étudier séparément ou de façon simultanée. Il est important de caractériser les deux fils pour s'assurer de leur bon fonctionnement. Dans l'échantillon B5N, les deux fils ne réagissent pas de la même façon. En effet, le fil N présente de belles amorces de plateaux tandis que pour le fil D, on n'observe à peu près pas de structure dans la conductance. On présente la conductance des deux fils pour un facteur de remplissage  $\nu=8$  sur la figure 3.4.



Les différents cycles thermiques (quatre au total) n'ont pas permis d'observer les plateaux de quantification pour le fil D, ce qui donne à penser que ce n'est pas seulement une impureté ponctuelle ou un piège profond qui perturbe la conductance dans une configuration donnée, mais un problème plus important.

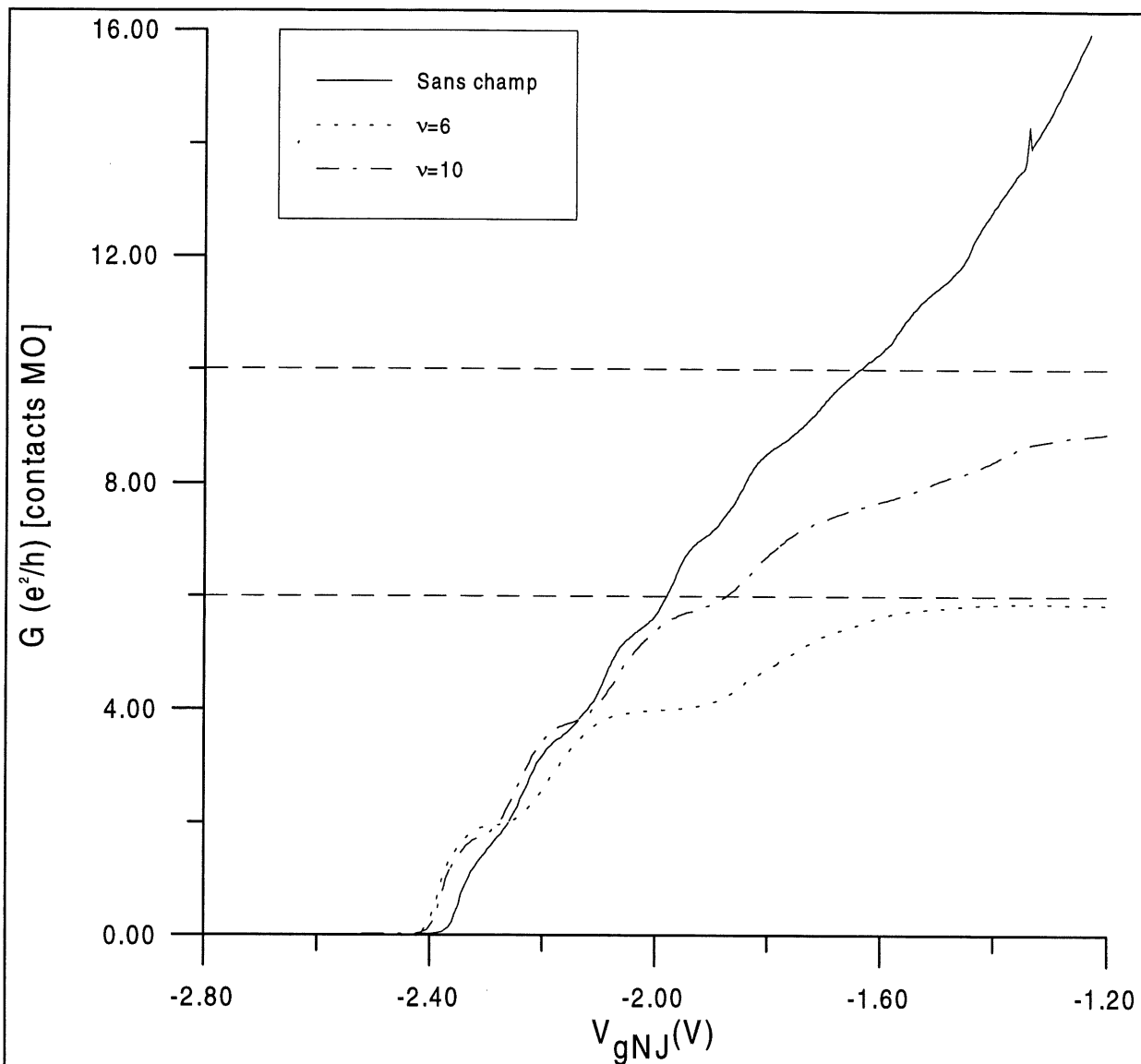


Figure 3.5 Magnétoconductance dans le fil N pour différents champs magnétiques.  $T=2.1K$

La quantification de la conductance dans le fil N est clairement représentée sur la figure 3.5. On y présente les résultats en champ nul ainsi que pour différentes valeurs de  $\nu$ . L'augmentation du champ magnétique entraîne une dépopulation des niveaux supérieurs, un espacement plus grand en énergie des différents niveaux et une augmentation de la densité d'états dans chaque niveau. La dégénérescence accrue des niveaux à fort champ se manifeste par l'augmentation de la largeur des plateaux. On constate la relation biunivoque entre les sous-bandes 1D (sans champ magnétique) et les canaux de conduction par états de bord (sous

champ). Les valeurs pour laquelle la conductance est quantifiée restent les mêmes quelque soit le type de sous-bande (1D, magnétoélectrique ou niveaux de Landau). Pour les plateaux de quantification d'ordre supérieur, on observe un décalage par rapport à la valeur  $i2e^2/h$ . Cette différence s'explique par la présence d'une résistance série due aux contacts de mesures. On a estimé cette résistance à partir de la position des plateaux sur la courbe en champ nul. On obtient une valeur de  $290\Omega$ . Pour des dispositifs similaires, l'équipe de Landauer<sup>27</sup> obtient une résistance série de  $100\Omega$ , Timp et al<sup>28</sup> obtiennent  $210\Omega$  tandis que van Wees et al ont  $400\Omega$ . Cette résistance série (parfois appelée résistance de fond) provient principalement des contacts ohmiques, mais aussi de la résistance du GE2D et de la résistance d'entrée dans le fil<sup>29</sup>.

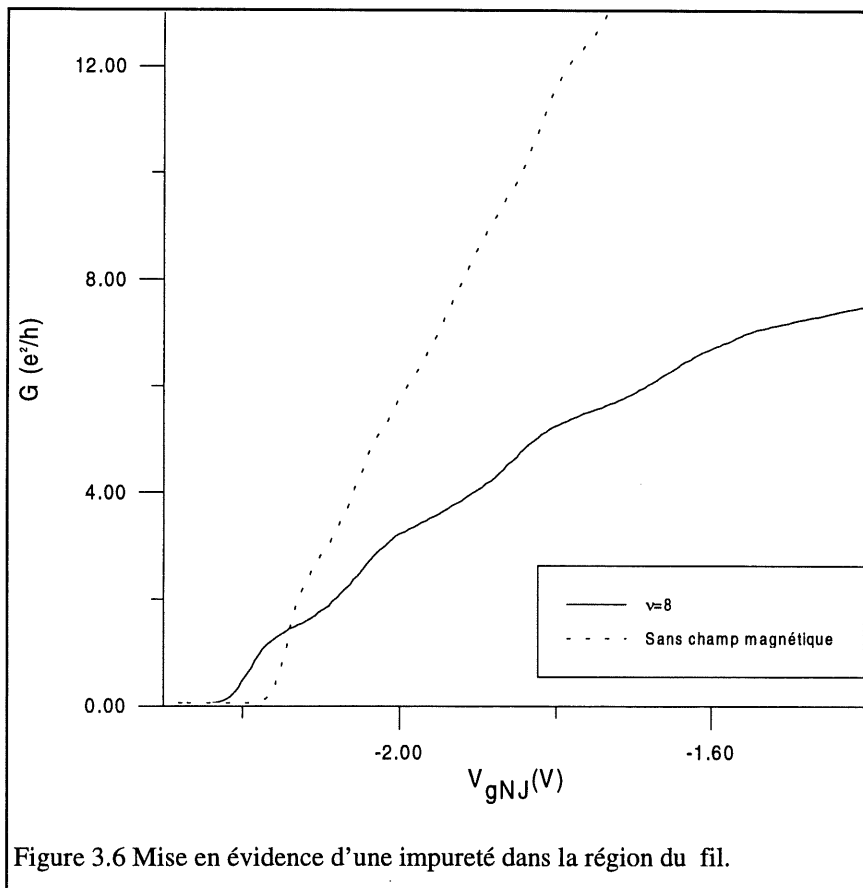


Figure 3.6 Mise en évidence d'une impureté dans la région du fil.

La présence d'une impureté dans le fil peut être détectée par les mesures à différents champs magnétiques. Comme on l'a vu, le transport se fait par états de bord. L'augmentation de la tension sur les grilles fait varier la largeur du fil quantique. Le changement de largeur implique une position différente des canaux de conduction. On a vu que le centre de

l'orbite cyclotron des états de bord est une constante du mouvement et est reliée à l'énergie par l'équation 2.17. Sans champ, une fluctuation de potentiel affecte directement la

quantification<sup>30</sup> tandis que lorsqu'on applique un champ, les différents canaux de conduction sont peu sensibles aux impuretés. Les courbes de la figure 3.6 montrent cet effet. À champ nul, on observe les plateaux associés à  $\nu=2$  et 8. Les plateaux intermédiaires ne sont pas visibles. L'application d'un champ magnétique modifie la distribution des électrons dans le fil; ils ne ressentent plus le potentiel de l'impureté de la même façon. Pour certains champs, il n'y a plus d'effet de l'impureté sur la conductance. De plus, après un cycle thermique complet, on peut ne plus observer cet effet. La configuration des impuretés prise par le système lors de la descente en température est différente d'une fois à l'autre. Toutefois, le nombre de configurations possibles est limité car les dimensions du dispositif sont petites par rapport à la distance moyenne entre les impuretés.

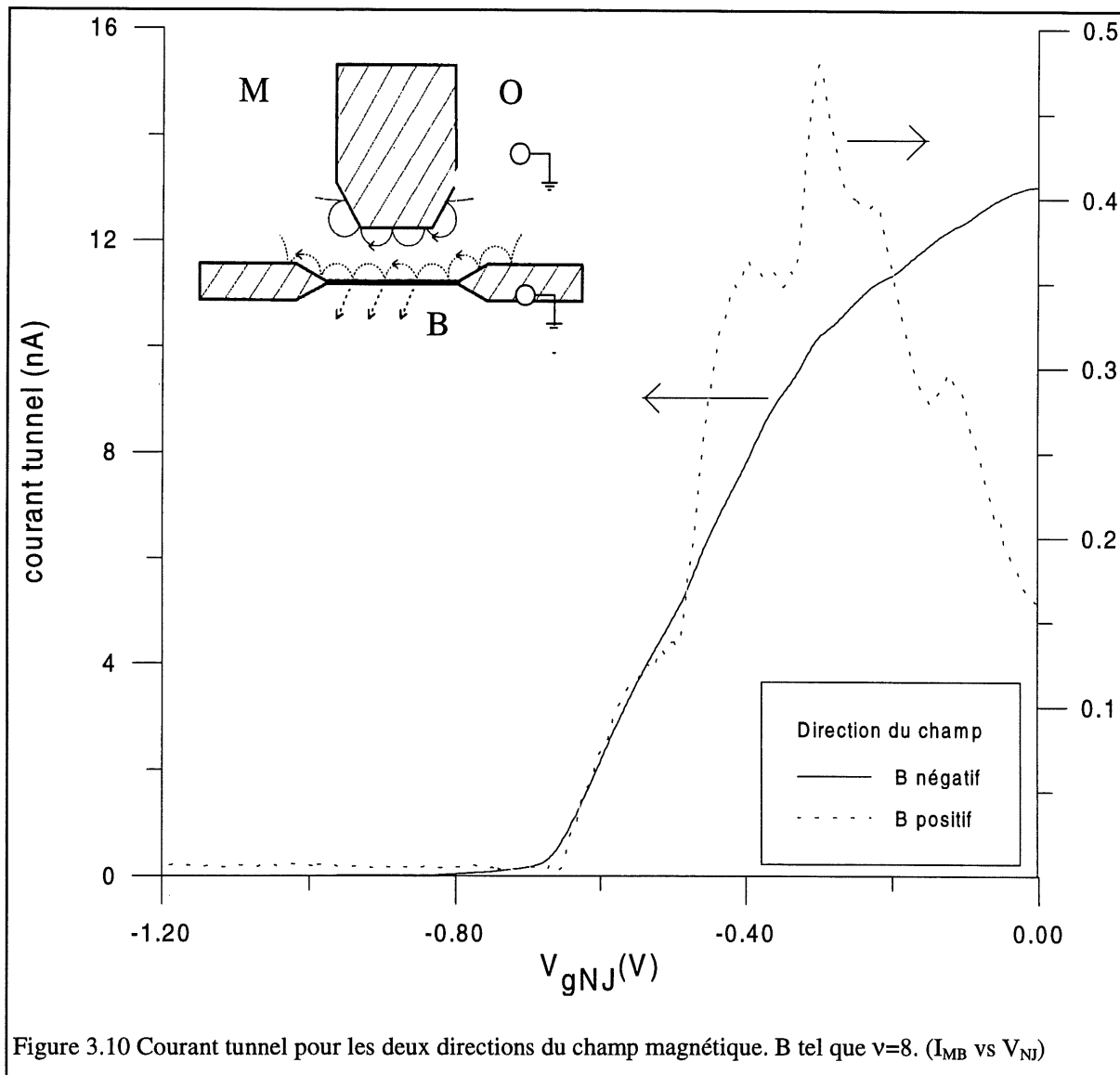
### 3.3 Courant dans le fil et courant tunnel

L'objectif du travail est de mettre en évidence des structures associées à la densité d'états 1D dans le courant tunnel. Il est donc préférable de faire la mesure du courant tunnel et du courant dans le fil simultanément pour identifier clairement les structures. Étant donnée la taille de la grille qui est beaucoup plus large que celle de l'équipe de Eugster, on a dû user d'astuce pour tenter de voir l'effet tunnel. Un outil dont ils ne se sont pas servi est l'application d'un champ magnétique. Avec ce dernier, il est plus facile de résoudre les plateaux de quantification. Un autre paramètre que l'on peut varier et qui est important pour l'effet tunnel est la tension sur la grille centrale. On a travaillé avec plusieurs tensions fixes sur cette dernière. Finalement, un des facteurs importants est la tension que l'on applique entre les contacts ohmiques pour drainer les électrons. Ces différents thèmes sont abordés dans les sous-sections suivantes.



### 3.3.1 Effet du champ magnétique et de sa direction

Dans certains cas, les structures ne sont pas observables en champ nul mais peuvent être résolues par l'application d'un champ. La figure 3.6 compare les résultats obtenus dans les mêmes conditions avec et sans champ. Le champ magnétique entraîne un confinement supplémentaire qui transforme les sous-bandes 1D en sous-bandes magnétoélectriques ce qui permet de mieux résoudre les structures dans la conductance.



En présence d'un champ magnétique suffisamment fort, le transport s'effectue par les états de bord. Suivant la polarité de la tension appliquée et le signe du champ magnétique, les états de bord contribuant au courant longeront une paroi ou l'autre de l'échantillon. Par conséquent, dans le cas où la forme de l'échantillon ou encore la configuration utilisée pour la mesure ne sont pas symétriques, on pourra obtenir des résultats très différents suivant que le champ magnétique est appliqué dans un sens ou dans l'autre. Ceci a pu être mis en évidence dans l'expérience décrite ci-après. Supposons que la tension appliquée sur le point M soit négative, et que les points B et O de l'échantillon soient tous deux mis à la masse. On mesure le courant  $I_{MB}$  passant entre les point M et B, c'est-à-dire sous la grille centrale J, en fonction de la tension appliquée sur les grilles N et J. La grille D est laissée à la masse. Si le champ magnétique est positif (sortant de la feuille), les états de bord contribuant au courant longeront la paroi de l'échantillon située du côté de la grille N. Par conséquent, les électrons quittant le contact M seront collectés par le contact O, et le courant  $I_{MB}$  restera très faible. Si, durant cette mesure, une tension négative est progressivement appliquée sur les grilles N et J, les électrons seront d'abord repoussés plus efficacement sous la grille centrale J, et on notera une augmentation de  $I_{MB}$ . Lorsque la tension appliquée sur les grilles devient suffisamment négative, la barrière de potentiel située sous la grille centrale bloque le passage des électrons, et le courant  $I_{MB}$  diminue jusqu'à son annulation. Cette situation correspond à la courbe en pointillé sur la figure 3.7. Si on fait le même type de mesure, mais cette fois avec un champ magnétique négatif (rentrant dans la feuille), les états de bord contribuant au courant longeront la paroi située du côté de la grille D et les électrons seront collectés par le contact B. Le courant  $I_{MB}$  sera donc beaucoup plus important que dans le cas précédent à tension de grille nulle. Lorsque les grilles sont polarisées, la grille centrale joue le même rôle que précédemment et le courant s'annule à la même valeur de tension de grille que pour l'autre polarité de champ magnétique. C'est ce qui peut être observé dans la figure 3.7, où l'on constate que le courant  $I_{MB}$  change par un facteur d'environ trente (à tension de grille nulle) suivant la polarité du champ magnétique.

Il faut noter que le raisonnement précédent suppose que la tension appliquée à l'échantillon (contact M) garde la même polarité. Lors de la mesure illustrée à la figure 3.7 (qui a été faite en détection synchrone), la tension alternative appliquée à l'échantillon était superposée à une composante de tension continue telle que la tension résultante conservait toujours la même polarité.

### 3.3.2 Tension fixe sur la grille centrale

L'équipe de Eugster et al. a utilisé la technique suivante pour observer les structures intéressantes dans le courant tunnel. Ils appliquent une tension fixe sur la grille centrale légèrement inférieure à la tension de seuil pour lequel le courant ne passe plus sous la grille. De cette façon, on augmente la probabilité d'effet tunnel. On peut ainsi observer le courant tunnel en fonction des niveaux d'énergie dans le fil sans que la barrière de potentiel ne varie. L'inconvénient est que la diminution d'une des deux barrières de potentiel réduit le confinement. On perd la quantification en sous-bandes 1D. On n'a pas réussi à observer les pics associés aux maxima dans la densité d'états 1D dans le courant tunnel avec cette méthode. Plusieurs tensions fixes ont été essayées sur la grille centrale mais dès qu'on se place sous le seuil de fermeture de la grille centrale, le confinement n'est pas assez fort pour qu'on puisse observer les structures 1D. Même en dessous de la tension de seuil, le courant tunnel est très petit; la barrière de potentiel demeure trop importante à cause de sa largeur.

### 3.3.3 Tension positive sur le collecteur

La grille centrale étant plus large que celle de l'équipe de Eugster qui a observé l'effet tunnel résonnant, on a utilisé une autre méthode pour tenter d'observer le phénomène. Cette technique a été utilisée sur un dispositif légèrement différent du nôtre<sup>31-32</sup> mais dans un but analogue. On applique une légère tension positive sur le bain d'électrons par rapport au fil quantique. De cette façon, on augmente la probabilité d'effet tunnel en abaissant l'énergie des électrons dans le bain 2D. On a appliqué des tensions de 6 à 20 mV de part et d'autre de la

grille. Malgré cela, on n'est pas arrivé à voir les structures dans le courant tunnel. Les caractéristiques de transport de l'échantillon variaient beaucoup dans le temps lorsqu'on prenait ce type de mesure. Les résultats obtenus laissent penser que la tension positive entraîne des modifications rapides des propriétés de transport du dispositif. En effet, après seulement deux ou trois mesures, on constatait un changement dans la position de certaines structures. Il est possible que certaines impuretés se relaxent dans le temps lorsque la tension positive est appliquée. En raison de ce manque de reproductibilité, nos tentatives de mise en évidence de l'effet tunnel par le gaz 1D se sont révélées infructueuses.

# Conclusion

Étant donné qu'on en était à nos premiers pas dans le monde complexe des nanostructures, on s'est donné deux grands objectifs pour ce travail: vérifier les limites technologiques de notre système de lithographie par faisceau d'électrons et reproduire certains résultats. De plus, nous disposions d'un outil puissant, le champ magnétique, nous permettant d'obtenir des résultats originaux. Pour atteindre ces objectifs, le dispositif choisi a été une structure composée de deux fils quantiques très près l'un de l'autre. Le coeur du dispositif est composé de trois fines grilles qui confinent les électrons d'un GE2D par effet de champ. Le but était d'observer la quantification de la conductance dans les fils ainsi que le courant tunnel traversant la barrière de potentiel mince d'un côté du fil.

Le défi technique dans la fabrication de ce dispositif se situe dans l'obtention de la grille centrale la plus mince possible pour permettre le couplage entre les deux fils quantiques. On visait une ligne de 40nm ou moins. Les différentes étapes d'optimisation des paramètres nous ont permis d'observer des lignes de 50 nm de large d'une façon reproductible. Finalement, les dispositifs fonctionnels ont été fabriqués avec des grilles de 65 et 70nm de largeur. Toutes les tentatives de mesure du courant tunnel n'ont pas permis d'observer les structures associées à la densité d'états 1D dans le fil. Le groupe de Eugster a étudié ce phénomène avec un dispositif dont la grille centrale avait une largeur de 30 nm. La nôtre est plus de deux fois plus large ce qui est la raison probable pour laquelle on n'a pas réussi à voir les pics dans le courant tunnel. La quantification dans la conductance d'un fil quantique a été mise en évidence dans ce travail. On a obtenu jusqu'à 7 amorces de plateaux de conductance sans champ magnétique et jusqu'à 8 avec l'application d'un champ.

Ce travail a permis d'établir les bases pour continuer l'étude des nanostructures. Dans ce domaine, les possibilités sont immenses et on dispose de tous les outils pour y performer.

## Annexe 1: Paramètres de fabrication

1. Marques d'alignement: exposition => résine 15%l; développement IPA/eau 1.5min  
évaporation => pré-lavage; Cr:Au (200:1500Å)
2. Mésa: exposition => résine 15%l; développement IPA/eau 3min  
gravure =>  $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (6:3:200) à 21°C 45 sec ( $\approx 60\text{nm}$ )
3. Contacts ohmiques: exposition => résine 15%l; développement IPA/eau 3min  
évaporation => pré-lavage; Ge:Au:Ni:Au (200:600:400:2000Å)  
recuit => 60 sec à 450°C
4. Plages de microsoudure pour les grilles: exposition => résine 15%l; développement IPA/eau 1.5min  
évaporation => pré-lavage; Cr:Au (200:1500Å)
5. Grilles: exposition: résine 2.5%h/5%l; développement MIBK/IPA 30 sec à 23°C  
évaporation: 160Å NiCr  
soulèvement: MEK/acétone 22h dont 5h à 40°C

## Annexe 2: Effet d'une décharge électrostatique

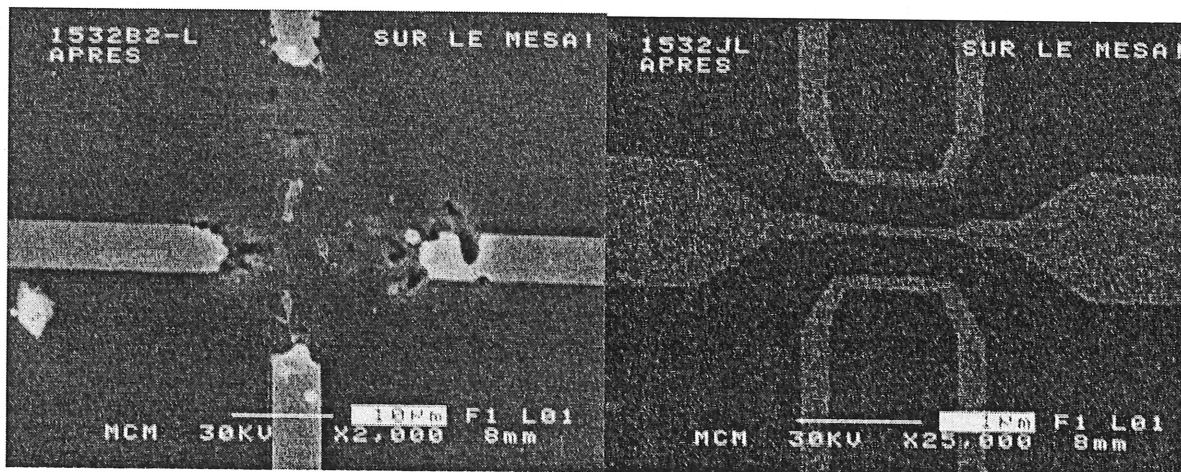


Figure A1: La photo de gauche présente un dispositif connecté après caractérisation tandis que celle de droite présente un motif sur un dispositif caractérisé mais non-connecté. À gauche, on voit bien le résultat d'un claquage dû à une décharge électrostatique. Les contraintes thermiques ne peuvent être mises en cause étant donné la qualité du motif de droite qui a subi un cycle thermique complet.

# Bibliographie

---

- <sup>1</sup> C.C. Eugster, J. A. del Alamo, M. J. Rooks and M. R. Melloch; Appl. Phys. Lett. **60**, 642 (1992)
- <sup>2</sup> M. J. Rooks, S. Wind, P. McEuen and D. E. Prober; J. Vac. Sci. Technol. B **5**, 318 (1987)
- <sup>3</sup> S. Mackie and S. P. Beaumont; Sol. Stat. Techn. XX, 117 (1985)
- <sup>4</sup> J. S. Greeneich; J. Appl. Phys. **45**, 5264 (1974)
- <sup>5</sup> G. H. Berstein and D. A. Hill; Superlatt. and Microstruct. **11**, 237 (1992)
- <sup>6</sup> J. S. Greeneich; J. Electrochem. Soc.:Solid State Science and Technology **122**, 970 (1975)
- <sup>7</sup> E. Gipstein, A. C. Ouano, D. E. Johnson and O. U. Need; IBM J. Res. Develop. XX, 143 (1977)
- <sup>8</sup> H. Liu and G. Owen, J. Vac. Sci. Techn. B **8**, 1872 (1990)
- <sup>9</sup> M. G. R. Thomson, J. Vac. Sci. Techn. B **11**, 2768 (1993)
- <sup>10</sup> S. J. Wind, M. G. Rosenfield, G. Pepper and W. W. Molzen ; J. Vac. Sci. Techn. B **7**, 1507 (1989)
- <sup>11</sup> T. Abe, K. Ohta, H. Wada and T. Takigawa; J. Vac. Sci. Techn. B **6**, 853 (1988)
- <sup>12</sup> M. Yasuda, H. Kawata and K. Murata; J. Vac. Sci. Techn. B **12**, 1362 (1994)
- <sup>13</sup> N. K. Eib and R. J. Kvitek; J. Vac. Sci. Techn. B **7**, 1502 (1989)
- <sup>14</sup> M. J. Rooks, C. C. Eugster, J. A. del Alamo, G. L. Snider; J. Vac. Sci. Techn. B **9**, 2856 (1991)
- <sup>15</sup> C. W. J. Beenakker and H. Van Houten; Solid State Physics **44**, 1 (1991)
- <sup>16</sup> S. Azkénazy, p331 dans *New development in semiconductors*, P. R. Wallace, Harris, Zuckerman (editors), Noordhoff Inst Publ., Leyden. (1973)
- <sup>17</sup> M. A. Paalanen, D. C. Tsui and A. C. Gossard; Phys. Rev. B **25**, 5566 (1982)
- <sup>18</sup> K.-F. Berggren and D. J. Newson; Semicond. Sci. Technol. **1**, 327 (1986)
- <sup>19</sup> B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C. T. Foxon; Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988)
- <sup>20</sup> C. C. Eugster and J. A. del Alamo; Phys. Rev. Lett. **67**, 3586 (1991)
- <sup>21</sup> C. C. Eugster, J. A. del Alamo, M. R. Melloch and M. J. Rooks; Phys. Rev. B **48**, 15057 (1993)
- <sup>22</sup> L. Jiang, G. Xu, P. Jiang, D. Lu and X. Xie; J. Phys.: Cond. Matt. **6**, 5957 (1994)
- <sup>23</sup> J. A. del Alamo and C. C. Eugster; Appl. Phys. Lett. **56**, 78 (1990)
- <sup>24</sup> Y. Takagaki and K. Ploog; Phys. Rev. B **49**, 1782 (1994)
- <sup>25</sup> C. C. Eugster, J. A. del Alamo, M. J. Rooks and M. R. Melloch; Appl. Phys. Lett. **64**, 3157 (1994)
- <sup>26</sup> L. J. van der Pauw; Philips Res. Repts **13**, 1 (1958)
- <sup>27</sup> R. Landauer, J. Phys. Cond. Mat. **1**, 8099 (1989)

- 
- <sup>28</sup> G. Timp, R. E. Behringer, S. Sampere, J. E. Cunningham and R. Howard, in *Proc. Int. Symp. on nanostructure Physics and Fabrication*, Academic Press, New York, p331 (1989).
- <sup>29</sup> C. C. Eugster, J. A. del Alamo and M. J. Rooks, *Jap. Journ. Appl. Phys.* **29**, L2257 (1990)
- <sup>30</sup> C. C. Eugster, J. A. del Alamo, M. R. Melloch and M. J. Rooks; *Phys. Rev. B* **46**, 10 146 (1992)
- <sup>31</sup> A. Palevski, C. P. Umbach and M. Heiblum; *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1421 (1989)
- <sup>32</sup> A. Palevski, M. Heiblum, C. P. Umbach, C. M. Knoedler, A. N. Broers and R. H. Koch; *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1776 (1989)